

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA



FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E
NATURALI

DIPARTIMENTO DI FISICA

CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN SCIENZE FISICHE

ANNO ACCADEMICO 2008-2009

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

Violazione del Flavor Leptonico nel Decadimento $\tau \longrightarrow lll$ a SuperB

Candidato:
Benjamin Oberhof

Relatori:
Prof. M.A. Giorgi
Prof. A. Lusiani

Indice

Introduzione	1
1 Cenni teorici	3
1.1 Il Modello Standard	3
1.2 Fisica oltre il Modello Standard	4
1.2.1 Estensioni	4
1.2.2 Modelli supersimmetrici	6
1.3 Riepilogo	7
2 L'Acceleratore	10
2.1 Le B-factories: un'introduzione	10
2.2 La B-factory PEP-II	11
2.3 Super <i>B</i>	13
3 Il rivelatore	17
3.1 Il rivelatore di <i>BABAR</i>	17
3.1.1 Il tracciatore di vertice	19
3.1.2 La camera a deriva	21
3.1.3 Il rivelatore Cerenkov	25
3.1.4 Il calorimetro elettromagnetico	27
3.1.5 Il flusso di ritorno	32
3.2 Il rivelatore di Super <i>B</i>	35
4 Analisi dei dati	37
4.1 Dati e Monte Carlo	37
4.1.1 Segnale	38
4.1.2 Eventi di fondo	38
4.2 Preselezione	39
4.2.1 Fase preliminare	40
4.2.2 Ricostruzione dell'evento	41
4.2.3 Risultati della preselezione	42
4.3 Identificazione delle tracce	44
4.3.1 Elettroni	44
4.3.2 Muoni	45
4.3.3 Dati e Monte Carlo	46
4.3.4 Selezione degli algoritmi e risultati	48
4.4 Il piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	49

4.5	Le variabili di selezione	51
4.6	Calcolo del limite superiore	58
4.7	Distribuzione dei fondi	64
4.7.1	Fondi adronici uds e $c\bar{c}$	64
4.7.2	Fondi $\tau\tau$	65
4.7.3	Fondi QED	67
4.8	Fit ai dati	69
4.9	Ottimizzazione dei tagli	70
4.10	Valutazione degli errori	80
4.10.1	Errore sull'accettanza	80
4.10.2	Errori sul calcolo del fondo atteso	82
4.10.3	Errori di produzione	84
4.10.4	Errore totale	84
5	Risultati	85
	Bibliografia	89

Elenco delle tabelle

1.1	Rapporto fra differenti canali di LFV in alcuni scenari teorici.	8
1.2	Limiti superiori per il BR in diversi modelli teorici a livelli raggiungibili in Super <i>B</i>	9
1.3	UL per decadimenti con LFV del τ come ottenuti da <i>BABAR</i> e <i>Belle</i> . La terza e quinta colonna riportano la luminosità integrata utilizzata nell'analisi per il canale corrispondente.	9
2.1	Dati principali del LER e del HER per Super <i>B</i>	16
3.1	Riepilogo della caratteristiche principali dei vari sottosistemi componenti il rivelatore <i>BABAR</i> . Le notazione C, B e F per l'IFR indicano rispettivamente il settore centrale (C) e le sezioni terminali nella direzione del fascio di elettroni (F) ed in direzione opposta (B). Le efficienze di rivelazione si intendono relative ad una particella di impulso 1 GeV/ <i>c</i> salvo dove diversamente specificato.	19
3.2	Caratteristiche principali della miscela di gas usata nella DCH (le caratteristiche sono riferite ad un campione a pressione atmosferica ed alla temperatura di 20°C.	23
3.3	Caratteristiche principali dei cristalli di CsI(Tl) del EMC.	29
4.1	Caratteristiche principali dei campioni MC utilizzati nella presente analisi.	39
4.2	Efficienze percentuali per i vari tagli applicati in fase di preselezione al segnale MC.	43
4.3	Efficienze percentuali per i vari tagli applicati in fase di preselezione ai fondi MC.	43
4.4	Efficienze percentuali per i vari tagli applicati in fase di preselezione ai dati registrati da <i>BABAR</i>	43
4.5	Algoritmi di identificazione usati nella presente analisi per elettroni e muoni rispettivamente per i vari canali di segnale.	48
4.6	Efficienza di selezione del PID per gli eventi preselezionati sia per il segnale che per i fondi per i vari canali esaminati.	48
4.7	Valori iniziali per i limiti della regione di segnale e della LB nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	51
4.8	Frazione di eventi del campione iniziale contenuti nella LB definita dai valori riportati in 4.7 per il fondo e per il segnale.	53
4.9	Riepilogo dei fondi QED principali per ogni canale di segnale e delle tecniche utilizzate per costruire il campione di controllo.	68

4.10	Valori iniziali per la procedura di ottimizzazione (in GeV con $c = 1$).	71
4.11	Tagli di selezione applicati ai sei canali di segnale dopo la procedura di ottimizzazione (in GeV con $c=1$).	72
4.12	Principali fonti di errore sistematico (in %) sulla misura dell'efficienza.	82
4.13	Principali fonti di errore sistematico (in %) sulla misura del fondo atteso.	83
4.14	Principali contributi all'errore sistematico in (%) sulla misura del BR.	84
5.1	Valori finali ottenuti dalla presente analisi per la regione di segnale.	85
5.2	Numero di eventi di fondo attesi nella regione di segnale dopo la procedura di ottimizzazione.	85
5.3	Valori finali ottenuti dalla presente analisi rispettivamente per l'efficienza, il numero di eventi fondo attesi nella regione ed il corrispondente UL nell'ipotesi che non venga osservato alcun evento di segnale.	86
5.4	Confronto per i valori dell'UL ottenuti nella presenta analisi e gli ultimi risultati pubblicati da <i>BABAR</i> e Belle.	86

Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman per $\tau \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$ per il MS con neutrini massivi.	3
1.2	Limite superiore per i processi $\tau \rightarrow \mu \gamma$ (linea continua) e $\tau \rightarrow \mu \mu \mu$ (linea tratteggiata) al variare di M_2 fissato il rapporto M_1/M_2 . Rispettivamente $M_1/M_2 = 0.1$ (sinistra) e $M_1/M_2 = 0.5$ (destra).	5
1.3	BR per processi $\tau \rightarrow lll$ in funzione del BR per $\mu \rightarrow e \gamma$.	6
1.4	Diagramma di Feynman per un processo con cambio di flavor ad un loop nell'ambito di modelli MSSM.	6
1.5	BR atteso per $\tau \rightarrow \mu \gamma$ (sinistra) e $\tau \rightarrow e \gamma$ per modelli MSSM con neutrini massivi in funzione della parte immaginaria dell'angolo di mescolamento y_i . In verde il caso di masse degeneri e in rosso il caso gerarchico con $M_3 = 10^{12}$ GeV. I corrispondenti valori di x_i sono compresi fra 0 e 2π .	7
1.6	BR atteso per il processo $\mu \rightarrow e \gamma$ in funzione di $M_3 \cos(\theta_2) ^2$ ottenuto facendo variare i parametri della matrice di mescolamento negli intervalli ammessi. Le due rette rappresentano i limiti sperimentali odierni (linea continua) e quelli previsti in un prossimo futuro (linea tratteggiata).	8
2.1	Rappresentazione del complesso del collisionatore PEP-II.	11
2.2	Luminosità registrata da <i>BABAR</i> nel suo ciclo vitale.	12
2.3	Schema di collisione "Crab Waist".	14
2.4	Rappresentazione schematica degli anelli di Super <i>B</i> .	14
2.5	Andamento previsto della luminosità integrata in funzione del tempo per Super <i>B</i> .	15
3.1	Il rivelatore di <i>BABAR</i> , sezione longitudinale.	18
3.2	Il rivelatore di <i>BABAR</i> , sezione trasversale.	18
3.3	SVT, sezione longitudinale.	20
3.4	SVT, sezione trasversale.	20
3.5	Risoluzione del SVT per varie grandezze.	21
3.6	dE/dx nel SVT per vari tipi di particella in funzione dell'impulso.	22
3.7	Rappresentazione schematica della camera di deriva, sezione longitudinale.	22
3.8	Layout della singola cella con le linee di campo e le superfici equipotenziiali in evidenza (sinistra) e organizzazione in Super Layer dei vari strati (destra).	23
3.9	Efficienza di ricostruzione della DCH in funzione dell'impulso trasverso p_T e dell'angolo di incidenza θ .	24

3.10	Risoluzione in p_T della DCH in funzione dell'impulso.	24
3.11	Perdita di energia nella DCH per vari tipi di particella (sinistra) e risoluzione di dE/dx misurata usando un campione di eventi Bhabha (destra).	25
3.12	Rappresentazione schematica delle barre di quarzo e del sistema di lettura del DIRC.	26
3.13	Geometria complessiva del DIRC.	26
3.14	Rappresentazione schematica del radiatore del DIRC.	27
3.15	Numero di fotoni rivelati dal DIRC in funzione dell'angolo di incidenza della traccia.	28
3.16	Angolo Cerenkov e separazione equivalente per π e K in funzione dell'impulso.	28
3.17	Rappresentazione schematica del calorimetro elettromagnetico EMC.	29
3.18	Rappresentazione schematica di un cristallo di CsI del calorimetro elettromagnetico.	30
3.19	Risoluzione in energia (sinistra) e risoluzione angolare (destra) del ca- lorimetro elettromagnetico in funzione dell'energia del fotone incidente.	31
3.20	Rappresentazione schematica dell'arrangiamento delle lastre di ferro che costituiscono il flusso di ritorno del campo magnetico (IFR). Nella figura a sinistra è mostrata la sezione centrale mentre nella figura a destra vengono mostrate le due parti terminali.	33
3.21	Rappresentazione schematica di un modulo RPC dell'IFR	33
3.22	Rappresentazione schematica di un modulo LST.	34
3.23	Il rivelatore di SuperB, sezione longitudinale. Nella parte superiore della figura è mostrato il rivelatore con le modifiche minime rispetto a <i>BABAR</i> necessarie per il suo utilizzo in SuperB; nella parte inferiore è mostrata una versione più generale che contiene alcune modifiche opzionali.	35
3.24	Rappresentazione del nuovo strato interno del SVT.	36
4.1	Rappresentazione schematica della topologia richiesta in sede di pre- selezione al decadimento $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$	42
4.2	Efficienza di identificazione degli elettroni e probabilità di misiden- tificazione dei pioni in funzione dell'impulso (sinistra) e dell'angolo della traccia nel laboratorio (destra).	45
4.3	Efficienza di identificazione degli elettroni e probabilità di misidentifi- cazione dei pioni in funzione dell'impulso (sinistra) e dell'angolo della traccia nel laboratorio (destra).	46
4.4	Sopra: confronto fra le efficienze di PID per gli elettroni per i dati MC ed i dati di <i>BABAR</i> in funzione dell'impulso. Sotto: confronto fra le probabilità di misidentificazione dei pioni come elettroni negli stessi due casi.	47
4.5	Sopra: confronto fra le efficienze di PID per muoni per i dati MC ed i dati di <i>BABAR</i> in funzione dell'impulso. Sotto: confronto fra le probabilità di misidentificazione per pioni come muoni negli stessi due casi.	47

4.6	Distribuzione degli eventi nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ per i fondi e per il segnale prima (a sinistra) e dopo (a destra) l'applicazione degli algoritmi di identificazione per il canale $\tau^+ \rightarrow e^+ e^- \mu^+$. Dall'alto verso il basso rispettivamente: uds , $c\bar{c}$, $\tau\tau$ d) segnale (scala in GeV con $c=1$).	50
4.7	Distribuzione di ΔE e ΔM_{ec} per il canale $\tau \rightarrow \mu^- e^+ e^-$ (in GeV con $c=1$).	51
4.8	Distribuzione del segnale per tutti i sei canali nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ (in GeV con $c=1$). Da sinistra verso destra e dall'alto in basso rispettivamente: $\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-$, $\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-$, e $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$.	52
4.9	Distribuzione relativa al canale $e^+ e^- e^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+ \tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.	55
4.10	Distribuzione relativa al canale $e^+ e^- \mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+ \tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.	55
4.11	Distribuzione relativa al canale $e^+ e^+ \mu^-$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+ \tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.	56
4.12	Distribuzione relativa al canale $e^+ \mu^- \mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+ \tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.	56
4.13	Distribuzione relativa al canale $e^- \mu^+ \mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+ \tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.	57
4.14	Distribuzione relativa al canale $\mu^+ \mu^- \mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+ \tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.	57

4.15	Limite superiore sul BR al 90% di confidenza in funzione del numero di eventi di fondo attesi come ottenuto con le formule definite nel testo con una sensibilità di 1×10^{10} . La discontinuità intorno ad $N = 100$ è dovuta all'uso dell'approssimazione di Stirling.	60
4.16	Sinistra: valore dell'UL al variare del numero di eventi misurati per un processo con rate $\mu_B = 19$. Destra: probabilità di misurare N eventi di fondo per un processo con rate $\mu_B = 19$ come usata nella 4.26.	61
4.17	Limite superiore sul BR al 90% di confidenza in funzione del numero di eventi di fondo attesi come ottenuto con le formule definite nel testo confrontato con il risultato della 4.17 (in rosso).	63
4.18	Efficienza richiesta in funzione del numero di eventi di fondo per raggiungere un UL di 1×10^{-10} nel caso l'accettazione per il fondo coincida con l'accettazione del segnale come ottenuta con le formule precedentemente descritte.	63
4.19	Distribuzione del fondo uds . Da sinistra verso destra: distribuzioni monodimensionali di ΔM_{ec} e ΔE , distribuzione bidimensionale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ del campione MC e della relativa funzione. Dall'alto verso il basso: 1) $e^+e^-e^+$, 2) $e^+e^-\mu^+$, 3) $e^+e^+\mu^-$, 4) $\mu^+\mu^-e^+$, 5) $\mu^+\mu^+e^-$, 6) $\mu^+\mu^-\mu^+$	66
4.20	Distribuzione del fondo $\tau^+\tau^-$. Da sinistra verso destra: distribuzioni monodimensionali di ΔM_{ec} e ΔE , distribuzione bidimensionale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ del campione MC e della relativa funzione. Dall'alto verso il basso: 1) $e^+e^-\mu^+$, 2) $e^+e^+\mu^-$, 3) $\mu^+\mu^-e^+$, 4) $\mu^+\mu^+e^-$, 5) $\mu^+\mu^-\mu^+$	67
4.21	Distribuzione del fondo QED. Da sinistra verso destra: distribuzioni monodimensionali di ΔM_{ec} e ΔE , distribuzione bidimensionale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ del campione MC e della relativa funzione. Dall'alto verso il basso: 1) $e^+e^-e^+$, 2) $e^+e^-\mu^+$, 3) $e^+e^+\mu^-$, 4) $\mu^+\mu^-e^+$	70
4.22	Distribuzione del fondo per il canale $e^+e^-e^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b)distribuzione in ΔE c) eventi residui, d)distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	71
4.23	Distribuzione del fondo per il canale $e^+e^-\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b)distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	72
4.24	Distribuzione del fondo per il canale $e^+e^+\mu^-$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b)distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	73
4.25	Distribuzione del fondo per il canale $e^+\mu^-\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b)distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	74
4.26	Distribuzione del fondo per il canale $e^-\mu^+\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b)distribuzione in ΔE c) eventi residui, d)distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	75
4.27	Distribuzione del fondo per il canale $\mu^+\mu^-\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b)distribuzione in ΔE c) eventi residui, d)distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$	76

4.28	UL atteso in funzione di vari valori delle variabili di selezione per il canale $e^+e^-e^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).	76
4.29	UL atteso in funzione di vari valori delle variabili di selezione per il canale $e^+e^-\mu^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Da sinistra verso destra rispettivamente: $M_{2trk,min}$, $\Delta p_{T,min}$, $p_{1,CMS,Max}$ (valori in GeV con $c=1$). Sono stati rappresentati solo i tagli sulle variabili che a questo punto della selezione offrono un UL $< 10^{-8}$. . .	77
4.30	UL atteso in funzione di vari valori delle variabili di selezione per il canale $e^+e^+\mu^-$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).	77
4.31	UL atteso in funzione di vari valori delle variabili di selezione per il canale $e^+\mu^+\mu^-$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).	78
4.32	UL atteso in funzione di vari valori delle variabili di selezione per il canale $e^-\mu^+\mu^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).	78
4.33	UL atteso in funzione di vari valori delle variabili di selezione per il canale $\mu^+\mu^-\mu^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).	79
4.34	Distribuzione degli errori sul peso degli eventi per il canale $e^+\mu^-\mu^+$. .	81
5.1	Comparazione fra la regione di segnale ottenuta nella presente analisi e quella ottenuta nell'ultima analisi di <i>BABAR</i> con 470 fb^{-1} di dati. .	87
5.2	Confronto fra i valori degli UL (in unità di 10^{-10}) ottenuti nella presente analisi ed i risultati ottenuti da Belle (in rosso) e <i>BABAR</i> (in nero) in funzione della luminosità integrata (in fb^{-1}). Le rette sono estrapolazioni dei risultati ottenuti da <i>BABAR</i> e proporzionali rispettivamente a $\mathcal{L}^{-1/2}$ (nero) e a \mathcal{L}^{-1} (blu). I grafici sono rappresentati in scala bilogarithmica. Da sinistra verso destra e dall'alto in basso rispettivamente: $\tau \rightarrow e^-e^+e^-$, $\tau \rightarrow \mu^-e^+e^-$, $\tau \rightarrow \mu^+e^-e^-$, $\tau \rightarrow e^-\mu^+\mu^-$, $\tau \rightarrow \mu^+e^-e^-$ e $\tau \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-$	88

Introduzione

L'osservazione, in tempi relativamente recenti, dell'oscillazione dei neutrini ha fornito l'evidenza sperimentale della non conservazione del "sapore", o flavor, leptonico associato alle singole famiglie [2]. A differenza di quanto accade per i neutrini però, ad oggi non sono stati osservati casi di violazione del flavor leptonico (LFV) nel settore dei leptoni carichi, che, seppur possibile nel Modello Standard (MS) con neutrini massivi, avviene a livelli troppo bassi per essere osservabile sperimentalmente. D'altra parte, molte estensioni del Modello Standard prevedono in maniera naturale frazioni di decadimento alla portata degli attuali limiti sperimentali [13]; la ricerca sperimentale diretta appare quindi come uno dei metodi più efficaci per testare il MS e svelare segnali di eventuale nuova fisica oltre il MS.

Ad oggi l'evidenza sperimentale della violazione del flavor leptonico nei decadimenti del τ è stata cercata, senza successo, nella fabbriche di mesoni B (B-factories) *BABAR* e *Belle*, che hanno fornito limiti superiori per i suddetti processi, al 90% di livello di confidenza, compresi fra 10^{-7} e 10^{-8} a seconda dei canali considerati [1][10]. Da qualche anno sono allo studio progetti di Super-B-factories in grado di produrre una quantità di dati 100 volte superiore rispetto a quanto fatto da *BABAR* e *Belle*, che permetterebbero di verificare ad un nuovo livello di precisione la correttezza delle previsioni del MS.

In questa tesi è stata simulata l'analisi dei dati per la misura della frazione di decadimento del canale $\tau \rightarrow lll$, dove lll può rappresentare una qualsiasi combinazione di leptoni carichi tali che $m_l < M_\tau$, alla Super-B-factory SuperB [9]. Partendo dalle conoscenze acquisite dai collaboratori di Pisa di *BABAR*, nell'analisi dati per la ricerca della violazione di flavor leptonico nei decadimenti $\tau \rightarrow \mu\gamma$ e $\tau \rightarrow lll$, è stato studiato il modo di ottimizzare le procedure di analisi per la ricerca di LFV nel canale $\tau \rightarrow lll$ nell'ambito dell'esperimento SuperB.

Nel Capitolo 1 viene dato un breve sommario teorico sulla violazione del flavor leptonico nel Modello Standard ed in varie sue estensioni al fine di introdurre le frazioni di decadimento, o branching ratio (BR), attese sperimentalmente nei vari casi. Nel Capitolo 2 vengono illustrate le caratteristiche principali dell'acceleratore della B-factory *BABAR* e le modifiche necessarie per portare la luminosità ai livelli richiesti da SuperB. Nel Capitolo 3 sarà descritto il rivelatore di *BABAR* che costituisce il punto di riferimento per il futuro rivelatore di SuperB. L'analisi vera e propria viene sviluppata nel Capitolo 4. Il lavoro è incentrato sul modo di trattare correttamente la grande quantità di dati prevista per l'esperimento SuperB al fine di ottenere il minor valore possibile sul limite superiore del BR nel caso non venga osservato alcun evento di segnale. In particolare, si cercherà di trovare il modo migliore di operare la selezione nel caso di un numero atteso di eventi di fondo nella regione di segnale

molto elevato. Ciò sarà fatto proponendo e testando metodi statistici appropriati. Nel Capitolo 5, infine, vengono presentati i risultati attesi per il valore del limite superiore sul BR al 90% di confidenza nel decadimento $\tau \rightarrow ll$, per i sei possibili canali di segnale con una luminosità integrata di 75 ab^{-1} .

Capitolo 1

Cenni teorici

Nel seguito verrà brevemente introdotta la violazione del flavor leptonic all'interno del modello standard (MS) ed in alcune teorie di nuova fisica oltre il modello standard. L'intenzione è quella di illustrare quali siano i settori ed i processi principali che possono dare luogo a LFV ai livelli misurabili da SuperB, sottolineandone, dove possibile, le caratteristiche peculiari. La trattazione ha esclusivamente un carattere illustrativo senza alcuna pretesa di completezza, al lettore interessato verranno forniti adeguati riferimenti bibliografici per l'approfondimento.

1.1 Il Modello Standard

Come noto, il fenomeno di oscillazione dei neutrini e la conseguente non conservazione del numero quantico associato alle tre generazioni leptoniche è da imputarsi alla non coincidenza degli autostati di massa e di flavor delle tre famiglie. Nel MS classico con tre neutrini di massa nulla il flavor leptonic è conservato esattamente. Se ne deduce che i primi termini dell'ampiezza di transizione con cambio di flavor nel decadimento del τ in tre leptoni carichi all'interno del modello standard con neutrini massivi sono diagrammi di Feynman a 4 vertici come quelli rappresentati nelle figure 1.1.

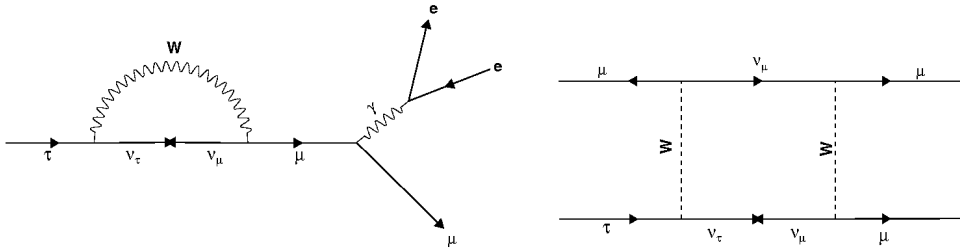


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman per $\tau \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$ per il MS con neutrini massivi.

Calcoli effettuati sul canale di decadimento $\tau \rightarrow \mu \gamma$ prevedono una frazione di decadimento $< 10^{-40}$ [14]-[15], molto oltre le attuali e probabilmente future possibilità sperimentali. Ad oggi non sono ancora stati effettuati calcoli diretti per l'ampiezza

del processo $\tau \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$, ma una stima può essere ottenuta considerando il canale precedente con l'aggiunta di un fotone virtuale che genere una coppia $l^+ l^-$. Tale aggiunta comporta ovviamente un'ulteriore riduzione del BR che risulta ben al di sotto di qualsiasi pretesa di misurabilità [12]. Ulteriori diagrammi di LFV all'interno del MS, seppur possibili, danno origine a BR ancora minori di quelli visti sopra; se ne deduce pertanto che qualsiasi segnale di LFV a rate maggiori è un segnale indiscutibile di nuova fisica oltre il MS.

1.2 Fisica oltre il Modello Standard

1.2.1 Estensioni

In varie estensione del MS è possibile ottenere BR per processi con violazione di flavor alla portata dei futuri esperimenti. Questi processi originano principalmente nel settore dei neutrini, tramite l'introduzione di neutrini massivi e processi di see-saw, e nel settore di Higgs, con interazioni che permettono la violazione di flavor a livello albero. Come si vedrà, nel caso di osservazione diretta di LFV è possibile ottenere informazioni sul modello alla base del processo osservando i rapporti dei singoli canali di LFV.

MS con neutrini di Majorana destrorsi

Una possibile estensione del MS può essere ottenuta tramite l'aggiunta di N_R neutrini di Majorana destrorsi ν_R in aggiunta agli N_L neutrini sinistrorsi ν_L già presenti nel MS. La matrice di massa \mathcal{M} per gli $(N_L + N_R)$ stati risultanti di dimensione $(N_L + N_R) \times (N_L + N_R)$ può in tal caso essere scritta nella forma [17]:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & m_M \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

dove m_D e m_M sono le matrici di massa per i neutrini di Dirac e di Majorana rispettivamente. Gli attuali limiti sulla massa dei neutrini impongono per il neutrino più leggero $m_\nu \ll 1$ eV e ciò impone, a sua volta, dei limiti sugli autovalori della matrice \mathcal{M} , ovvero, $m_D \ll m_M$ con una forte limitazione sul mescolamento fra neutrini leggeri e neutrini pesanti. Assumendo, per semplicità, di avere un modello con due coppie di neutrini le matrici m_D , m_M assumono la forma

$$m_D = \begin{pmatrix} a & be^{i\delta_1} \\ ce^{i\delta_2} & d \end{pmatrix}, \quad m_M = \begin{pmatrix} M_1 & 0 \\ 0 & M_2 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

dove δ_1 , δ_2 sono due fasi che permettono la violazione di CP e M_2 , M_1 sono le masse dei neutrini di Majorana pesanti [18]. Date le masse M_1 ed M_2 è possibile calcolare il BR dei processi $\tau \rightarrow l\gamma$ e $\tau \rightarrow ll\ell$ [19]. In un modello di questo tipo si ottiene $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < \mathcal{O}(10^{-9})$ mentre $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) < \mathcal{O}(10^{-10})$. Le ampiezze per $\tau \rightarrow e\gamma$ e $\tau \rightarrow eee$ sono invece attese essere molto minori a causa del piccolo angolo di mescolamento fra la prima e la terza famiglia.

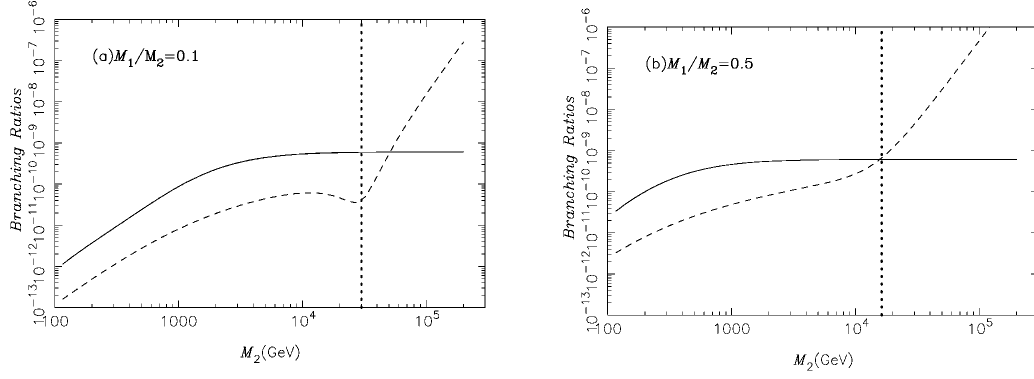


Figura 1.2: Limite superiore per i processi $\tau \rightarrow \mu\gamma$ (linea continua) e $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ (linea tratteggiata) al variare di M_2 fissato il rapporto M_1/M_2 . Rispettivamente $M_1/M_2 = 0.1$ (sinistra) e $M_1/M_2 = 0.5$ (destra).

MS con aggiunta di iso-singoletti neutri

E' possibile estendere il MS con l'aggiunta di un egual numero N_R di singoletti di $(SU)_2$ sinistrorsi S_{L_i} e destrorsi ν_{R_i} [18]-[19]. Imponendo la conservazione del numero leptonico totale, la matrice di massa per il settore dei neutrini, di dimensione $(N_L + 2N_R) \times (N_L + 2N_R)$, assume la forma

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m_D & 0 \\ m_D^T & 0 & m_M^T \\ 0 & m_M & 0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

dove le sottomatrici m_D ed m_M hanno una forma simile alla 1.2, ovvero

$$m_D = \begin{pmatrix} a & be^{i\xi} \\ ce^{i\xi} & d \end{pmatrix}, \quad m_M = \begin{pmatrix} M_1 & 0 \\ 0 & M_2 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

ma con una sola fase ξ non CP-invariante. Anche in questo modello si ottiene una gerarchia nei valori delle masse causata dalla piccolo valore dell'ampiezza di transizione fra neutrini leggeri e neutrini pesanti, verificata sperimentalmente, che impone $m_D \ll m_M$ [20]. Diversamente dal caso visto in precedenza però in questo modello i decadimenti $\tau \rightarrow \mu\gamma$ e $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ risultano soppressi rispetto ai decadimenti $\tau \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow eee$ a causa del minor valore dei termini di accoppiamento fra ν_μ ed eventuali singoletti neutri rispetto a corrispondenti termini per ν_e . Secondo quanto riportato da [19] si ottiene: $\tau \rightarrow e\gamma < \mathcal{O}(10^{-8})$, $\text{BR } \tau \rightarrow eee < \mathcal{O}(10^{-9})$.

MS con tripletto di Higgs

La non conservazione del flavor leptonico può avvenire nel settore di Higgs in modelli L-R (left-right) simmetrici basati sul gruppo di simmetria $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ in cui la non conservazione della parità a basse energie è dovuta alla scala della massa dei bosoni di gauge che mediano l'interazione a chiralità destrorsa, ovvero schematicamente $M_{B,R} \gg M_{B,L}$ [17]-[21]. Sperimentalmente risulta particolarmente interessante il fatto che in queste teorie il BR per $\tau \rightarrow l\gamma$ è minore del corrispettivo

per $\tau \rightarrow lll$. Infatti, dato un tripletto di Higgs $H_{L\pm R\pm}$, $\tau \rightarrow lll$ può avvenire a livello albero mentre $\tau \rightarrow l\gamma$ coinvolge diagrammi di Feynman ad almeno un loop e risulta pertanto soppresso rispetto al precedente. A causa della dipendenza, in questo modello, del valore del BR per $\tau \rightarrow lll$ dai coefficienti della matrice di mescolamento per i leptoni carichi, che non sono noti, i valori assoluti delle frazioni di decadimento non sono calcolabili esattamente e possono essere espressi solo in termini relativi rispetto a BR per $\tau \rightarrow l\gamma$. [22] fornisce comunque per $\mu^+\mu^-\mu^+$ e $e^+e^+\mu^-$ un valore superiore per il BR di $\mathcal{O}(10^{-9})$.

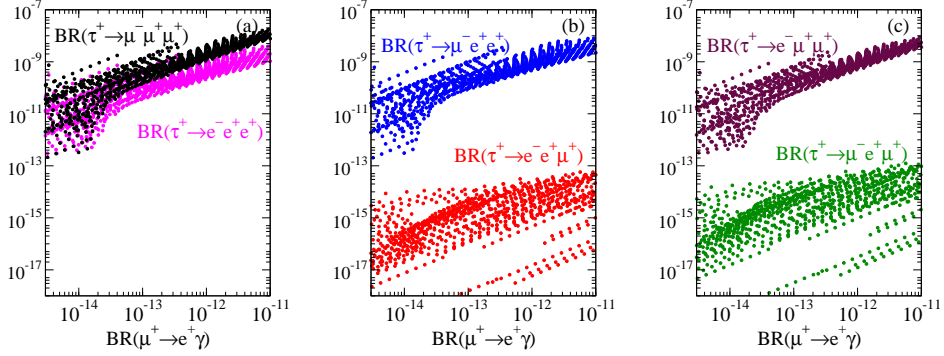


Figura 1.3: BR per processi $\tau \rightarrow lll$ in funzione del BR per $\mu \rightarrow e\gamma$.

1.2.2 Modelli supersimmetrici

Analogamente a quanto visto per le varie estensioni proposte per il MS, nei modelli supersimmetrici la violazione di flavor leptonic avviene essenzialmente nel settore dei neutrini e nel settore di Higgs. Diversamente dal caso precedente però, la presenza di sfermioni con lo stesso flavor a quello dei fermioni associati favorisce alcuni processi, come ad esempio $\tau \rightarrow \mu\gamma$, che avvengono attraverso diagrammi di Feynman ad un loop. Infatti il termine di accoppiamento ai vertici del loop è proporzionale al rapporto fra le masse del neutrino e del bosone di gauge m_{nu}/M_W e ciò conduce nel MS con neutrini massivi a BR estremamente bassi. Tuttavia se includiamo nel calcolo dell'ampiezza diagrammi in cui compaiono partner supersimmetrici con masse molto maggiori dei corrispondenti neutrini, liberi di oscillare tra loro, otteniamo ampiezze corrispondenti molto più elevate [3].

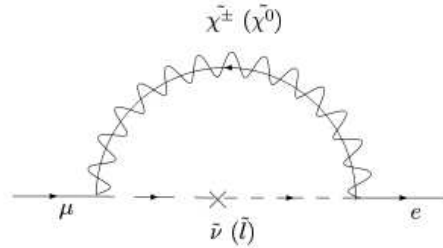


Figura 1.4: Diagramma di Feynman per un processo con cambio di flavor ad un loop nell'ambito di modelli MSSM.

Imponendo però i limiti sperimentali attuali per le transizioni con cambio di flavor alla scala in cui la supersimmetria è rotta si ottengono ancora BR troppo bassi per essere sperimentalmente misurabili [4]. Per portare il BR ai livelli sperimentalmente accessibili occorre quindi introdurre processi supplementari. Analogamente a quanto fatto per il MS può essere introdotto nell'ambito del Modello Super Simmetrico Minimale (MSSM) un terzetto di neutrini destrorsi massivi [5]; con meccanismi simili a quelli già visti in precedenza il mescolamento può essere descritto da una matrice ortogonale R che dipende da tre angoli complessi $\theta_i = x_i + iy_i$. Gli elementi di R dipendono tuttavia dalle masse e dagli accoppiamenti fra i neutrini pesanti e non possono pertanto essere estratti dall'osservazione di fenomeni oscillatori a bassa energia. Il BR per processi di tipo $\tau \rightarrow lll$ può essere calcolato facendo delle ipotesi sulle masse dei neutrini pesanti, a titolo d'esempio nelle figure 1.5 e 1.6 vengono riportati i valori ottenuti nel caso di tre masse degeneri $M_1 = M_2 = M_3$ e nel caso di una gerarchia $M_1 \ll M_2 \ll M_3$ in funzione della parte immaginaria dell'angolo di mescolamento e della massa del neutrino più pesante.

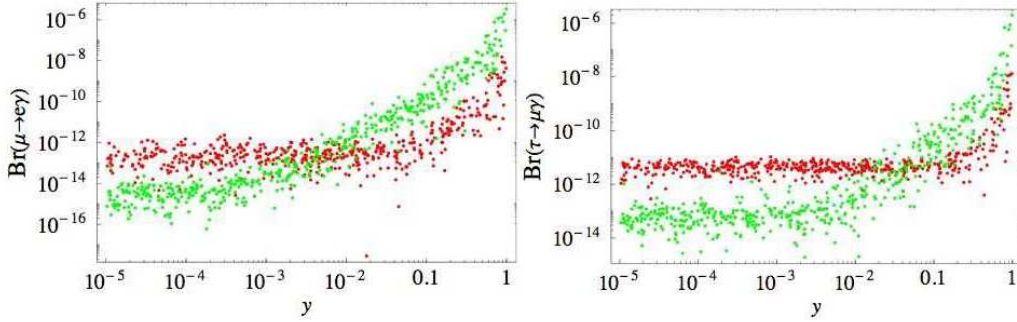


Figura 1.5: BR atteso per $\tau \rightarrow \mu\gamma$ (sinistra) e $\tau \rightarrow e\gamma$ per modelli MSSM con neutrini massivi in funzione della parte immaginaria dell'angolo di mescolamento y_i . In verde il caso di masse degeneri e in rosso il caso gerarchico con $M_3 = 10^{12}$ GeV. I corrispondenti valori di x_i sono compresi fra 0 e 2π .

Analogamente a quanto fatto per estensioni non supersimmetriche del modello standard è possibile introdurre, anche all'interno di modelli supersimmetrici, la LFV nel settore di Higgs [24]. Ciò conduce nuovamente a valori maggiori per il BR di processi $\tau \rightarrow lll$, ora possibili ad ordine albero, rispetto agli analoghi processi $\tau \rightarrow l\gamma$ [30].

1.3 Riepilogo

L'aspetto forse più interessante dal punto di vista sperimentale, per i vari processi illustrati in questo capitolo, come già detto, è il fatto che ognuno dei modelli di LFV illustrati ha dei caratteri distintivi che permettono di individuare pressoché univocamente il modello alla base del processo in questione. Nel caso fossero osservati segnali di LFV alle B-factories di nuova generazione, come SuperB, ciò permetterebbe di fornire una segnale inequivocabile e non ambiguo di nuova fisica oltre il MS.

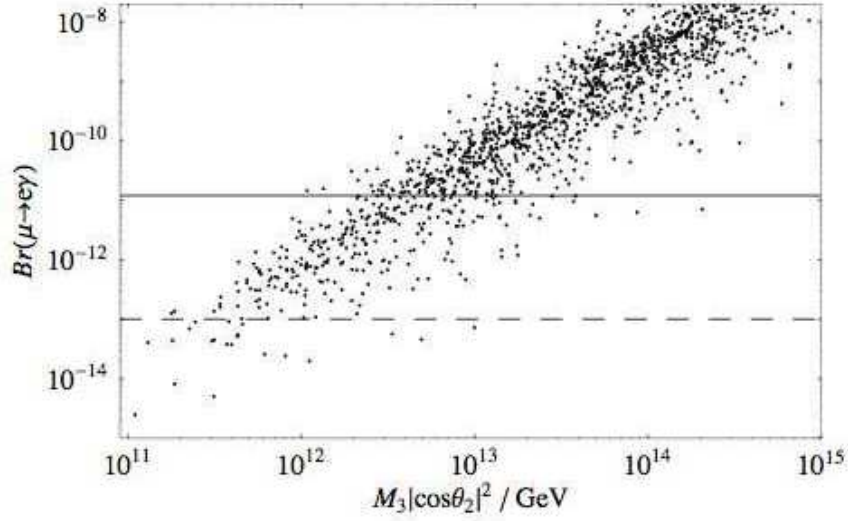


Figura 1.6: BR atteso per il processo $\mu \rightarrow e\gamma$ in funzione di $M_3|\cos(\theta_2)|^2$ ottenuto facendo variare i parametri della matrice di mescolamento negli intervalli ammessi. Le due rette rappresentano i limiti sperimentali odierni (linea continua) e quelli previsti in un prossimo futuro (linea tratteggiata).

Nella tabella 1.1 vengono brevemente riassunti i rapporti fra i vari canali di LFV per alcune teorie di nuova fisica.

Tabella 1.1: Rapporto fra differenti canali di LFV in alcuni scenari teorici.

Canali	SM + ν pesanti	CMSSM	MSSM+Higgs
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu)/\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$	0.1	$2 \cdot 10^{-3}$	0.06-0.1
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\mu\mu)/\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\gamma)$	0.01	$2 \cdot 10^{-3}$	0.02-0.04
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow eee)/\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\mu\mu)$		5	0.3-0.5
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu)/\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu ee)$		0.2	0.08-0.15
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow eee)/\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\gamma)$	0.1	0.01	0.01
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu ee)/\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$	0.01	0.01	0.01

Nella tabella 1.2 vengono invece riassunti principali modelli che consentono LFV per $\tau \rightarrow lll$ alle sensibilità raggiungibili da SuperB.

Per finire in tabella sono riportati gli attuali valori per l'UL di decadimenti del τ con LFV sia per i canali leptonici che per quelli semileptonici come ottenuti da *BABAR* e *Belle*.

Tabella 1.2: Limiti superiori per il BR in diversi modelli teorici a livelli raggiungibili in *SuperB*.

Scenario	Modello	BR	Referenza
SM	SM + ν_R Majorana	$< 10^{-10}$	[19]
	SM + isosingoletti neutri LR simmetrici	$\sim 10^{-9}$	[19]
SUSY	MSSM + ν_R Majorana	$\sim 10^{-9}$	[32]
	left-right SUSY	$\sim 10^{-10}$	[32]
	SUSY + Higgs neutro	$10^{-10} - 10^{-7}$	[33]
	SUSY + tripletto di Higgs	$\sim 10^{-7}$	[34]
	MSSM + universal soft SUSY breaking	$\sim 10^{-9}$	[35]
	MSSM + non-universal soft SUSY breaking	$\sim 10^{-6}$	[36]
Altro	Technicolor	$\sim 10^{-8}$	[37]

Tabella 1.3: UL per decadimenti con LFV del τ come ottenuti da *BABAR* e *Belle*. La terza e quinta colonna riportano la luminosità integrata utilizzata nell'analisi per il canale corrispondente.

$\tau^- \rightarrow$	<i>BABAR</i>		<i>Belle</i>	
	$\mathcal{B}_{90}^{UL}(10^{-8})$	$\mathcal{L} \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{B}_{90}^{UL}(10^{-8})$	$\mathcal{L} \text{ fb}^{-1}$
$e^- \gamma$	3.3	516 [40]	12	535 [38]
$\mu^- \gamma$	4.4		4.5	
$e^- e^+ e^-$	2.9	468 [42]	2.7	782 [41]
$\mu^- e^+ e^-$	2.2		1.8	
$\mu^+ e^- e^-$	1.8		1.5	
$e^- \mu^+ \mu^-$	3.2		2.7	
$e^+ \mu^- \mu^-$	2.6		1.7	
$\mu^- \mu^+ \mu^-$	3.3		2.1	
$e^- \pi^0$	13	339 [47]	8	401 [46]
$\mu^- \pi^0$	11		12	
$e^- \eta$	16		9.2	
$\mu^- \eta$	15		6.5	
$e^- \eta'$	24		16	
$\mu^- \eta'$	14		13	
$e^- K_S$	3.3	469 [48]	2.6	671 [41]
$\mu^- K_S$	4.0		4.8	
$e^- \rho$	4.6	451 [43]	6.3	543 [44]
$\mu^- \rho$	2.6		6.8	
$e^- K^*$	5.9		7.8	
$\mu^- K^*$	17		5.9	
$e^- \bar{K}^*$	4.6		7.7	
$\mu^- \bar{K}^*$	7.3		10	

Capitolo 2

L'Acceleratore

2.1 Le B-factories: un'introduzione

Le B-factories di prima generazione, ovvero PEP-II e KEKB, ed i relativi esperimenti *BABAR* e *Belle*, hanno visto la luce nella seconda metà degli anni 90 del secolo scorso con l'obiettivo di osservare la violazione di CP (Coniugazione di Carica + Parità) nel sistema dei mesoni B. Il fenomeno è stato puntualmente confermato nel 2001 da *Belle* ed un anno più tardi da *BABAR*. La necessità di studiare effetti tempo dipendenti nel decadimento del sistema $B\bar{B}$ ha portato entrambi gli esperimenti allo sviluppo di un collisionatore e^+e^- asimmetrico.

I mesoni B hanno infatti una vita media di $\tau_B \sim 10^{-12}$ s, che nel caso di un collisionatore simmetrico all'energia della risonanza $\Upsilon(4s)$ permetterebbe un cammino medio di soli $37\mu\text{m}$, troppo difficile da misurare sperimentalmente a luminosità sufficientemente alte da permettere una buona statistica. Nel caso di *BABAR*, in particolare, è stato impiegato un fascio di positroni da 3.1 GeV ed un fascio di elettroni da 9 GeV che imprimono al centro di massa un boost di $\beta\gamma = 0.56$ e portano il valore del cammino medio nel laboratorio a $250\mu\text{m}$, una lunghezza sperimentalmente molto più accessibile.

Oltre all'osservazione della violazione di CP nei mesoni B, i due esperimenti, parallelamente e separatamente, hanno condotto numerose misure nell'ambito della fisica adronica dei mesoni B e C e della fisica del leptone τ , con la misura di numerosi decadimenti rari, resa possibile dall'elevata luminosità raggiunta. Sia *BABAR* che *Belle* hanno infatti raggiunto luminosità a regime di $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ permettendo di raggiungere in circa 10 anni di funzionamento una luminosità totale integrata totale maggiore di 1000 fb^{-1} . Un tale campione di dati ha consentito di esplorare a nuovi livelli la fisica dei flavor pesanti (b, c e τ) confermando pienamente le previsioni teoriche del Modello Standard.

Misure più precise, tuttavia, necessitano di un campione di dati maggiore. In particolare, le misure nell'ambito del triangolo di unitarietà e la ricerca di nuova fisica alla scala del TeV nei decadimenti rari, richiedono un campione di dati maggiore di un fattore 100 ($\sim 100 \text{ ab}^{-1}$) rispetto a quanto oggi disponibile al fine di ottenere una sensibilità minore dei corrispondenti errori teorici [9].

A tale scopo entrambi i gruppi di *BABAR* e *Belle* hanno proposto aggiornamenti per i rispettivi acceleratori PEP-II e KEKB al fine di arrivare ad una luminosità

di regime di $10^{36}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; ciò comporta però vari problemi che appaiono, in prima istanza, difficilmente risolvibili.

L'approccio iniziale dei due gruppi è stato molto simile, si è lavorato per cercare di ottenere un incremento della luminosità aumentando la carica dei bunch ed il numero degli stessi oltre a ridurre le dimensioni dei fasci. Le soluzioni proposte per i due acceleratori comportano però, un consumo di potenza di ~ 100 MW, che risulta decisamente eccessivo, soprattutto in termini economici, ed inoltre in entrambi i casi sembrano comunque precluse luminosità maggiori di $5 \cdot 10^{35}$.

Per ottenere la luminosità richiesta per la ricerca di nuova fisica alla scala del TeV occorre dunque ricorrere ad un design completamente nuovo, cercando di riutilizzare, dove possibile, il maggior numero di componenti di PEP-II al fine di limitare i costi di messa in opera.

2.2 La B-factory PEP-II

Poiché la presente tesi è stato sviluppata adoperando eventi MC generati nell'ambito della collaborazione *BABAR* ed utilizzando, in parte, anche dati raccolti durante l'esperimento stesso, verranno brevemente elencate le caratteristiche principali della B-factory PEP-II.

Come già detto, PEP-II è un collisionatore asimmetrico e^+e^- , con i due fasci che hanno energie di, rispettivamente, 9.0 GeV per gli elettroni e 3.1 GeV per i positroni. Gli e^+ ed e^- vengono immessi, all'energia nominale, in anelli di accumulazione separati di forma approssimativamente circolare, con una circonferenza di circa 3 Km, dopo essere stati accelerati da un acceleratore lineare (LINAC). I due anelli che ospitano i fasci prendono il nome di rispettivamente Low Energy Ring (LER) per i positroni e High Energy Ring (HER) per gli elettroni.

Una rappresentazione schematica del complesso è mostrata in figura 2.1.

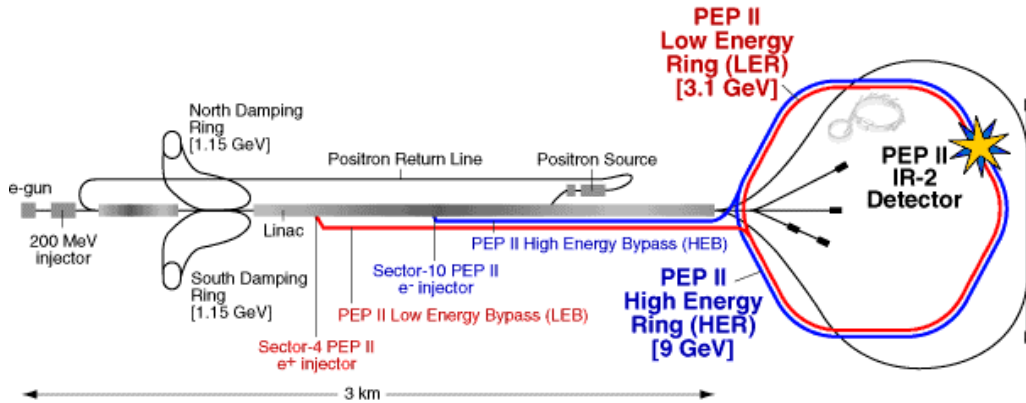


Figura 2.1: Rappresentazione del complesso del collisionatore PEP-II.

In prossimità della regione di interazione i fasci sono foccheggiati da quattro quadrupoli e deviati da un paio di dipoli permanenti al samario-cobalto, posti a distanza di ± 21 cm dal punto d'interazione, che permettono ai due fasci di collidere ad angolo nullo. Due parametri dell'acceleratore risultano particolarmente importanti per lo

studio dei decadimenti rari del τ , ovvero un'accurata misura della luminosità effettiva ed una distribuzione quanto più possibile stretta in energia. Le due grandezze influenzano direttamente il numero di coppie $\tau^+\tau^-$ prodotte ed il loro spettro e risultano pertanto fondamentali per raggiungere una buona sensitività nella misura del BR (si veda a tal proposito il Capitolo 4). Con tecniche combinate per *BABAR* si è ottenuta una risoluzione sulla luminosità $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$ variabile da uno 0.8% iniziale a 0.5% nei periodi finali di presa dati [53], mentre le distribuzioni in energia a regime, diverse per i due fasci, hanno una larghezza di 2.3 MeV per lo LER e 5.5 MeV per lo HER.

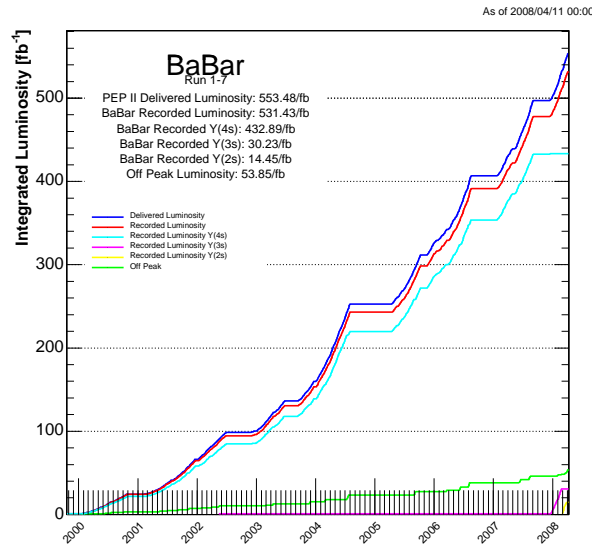


Figura 2.2: Luminosità registrata da *BABAR* nel suo ciclo vitale.

PEP-II ha fornito coppie e^+e^- a *BABAR* a partire dal 1999 ed ha smesso nell'Aprile 2008, permettendo a *BABAR* di raccogliere un totale di 531.4 fb^{-1} di dati. I dati raccolti possono essere suddivisi in tre classi principali, ovvero: dati raccolti alla risonanza $\Upsilon(4s)$ per un totale di 433 fb^{-1} , dati raccolti ad altre risonanze ($\Upsilon(2s)$ $\Upsilon(3s)$) per totali 44 fb^{-1} e dati fuori risonanza (54 fb^{-1}). La raccolta di una tale mole di dati, maggiore di quanto inizialmente previsto, è stata resa possibile grazie al fatto che PEP-II nel corso degli anni ha superato ampiamente la luminosità di progetto, sia nei valori istantanei ($4 \times$) che in quelli integrati ($6 \times/24 \text{ h}$), grazie ad una serie di migliorie apportate che hanno permesso un miglior controllo delle orbite, un aumento della corrente ed un focheggiamento più efficace. L'aumento più significativo in tal senso è dovuto al passaggio ad uno schema di iniezione continua che ha permesso a *BABAR* di accumulare dati ininterrottamente senza doversi fermare durante le fasi di riempimento degli anelli, come necessario con lo schema precedente.

L'esperienza accumulata negli anni dal gruppo di *BABAR* ha creato un notevole bagaglio di conoscenza sulla fisica dei collisionatori asimmetrici permettendo di intraprendere la strada di un collisionatore con una luminosità 100 volte maggiore.

2.3 SuperB

Come discusso nella sezione introduttiva con una configurazione simile a quello delle B-factory esistenti sembrerebbero precluse luminosità maggiori di $\sim 5 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, tuttavia a tal proposito vengono in aiuto due recenti sviluppi nel campo della fisica degli acceleratori: il progetto per gli anelli di damping dell'International Linear Collider (ILC) ed il cosiddetto schema di collisione "Crabbed Waist" [83].

Come noto la luminosità \mathcal{L} per un collisionatore e^+e^- può essere scritta nella forma

$$\mathcal{L} = \frac{N^+ N^-}{4\pi\sigma_y \sqrt{(\sigma_z \tan(\theta/2))^2 + \sigma_x^2}} f_c \quad (2.1)$$

dove f_c rappresenta la frequenza di collisione di ogni bunch, N^+ ed N^- sono il numero di particelle per bunch del fascio di positroni e di elettroni rispettivamente e le σ_i sono le dimensioni del bunch in direzione orizzontale (x), verticale (y) e longitudinale (z).

Le dimensioni del fascio nel piano trasversale sono legate all'emittanza ϵ e alla funzione β che descrive l'ampiezza dell'oscillazione di betatrone nelle rispettive direzioni dalla semplice relazione:

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \epsilon_{x,y}}. \quad (2.2)$$

Osservando la 2.1, e non potendo far diversamente, l'impulso iniziale sarebbe quello di aumentare la frequenza di collisione e la quantità di carica per ogni bunch, ciò ha tuttavia diversi effetti negativi fra cui l'aumento della corrente, che comporta un maggior consumo di potenza, l'aumento di instabilità dovute a campi parassiti e dei fondi nella regione d'interazione. Occorre quindi cercare di ridurre il più possibile le quantità a denominatore. Il primo passo in tal senso è di utilizzare per gli anelli uno schema ottico simile a quello sviluppato per gli anelli accumulatori dell'ILC che permettono una drastica riduzione dell'emittanza del fascio. Il funzionamento degli anelli di accumulazione dell'ILC è quello tipico di un anello di damping: gli elettroni (e i positroni) dopo essere stati accelerati da un LINAC vengono immessi in orbite pressappoco circolari; ciò comporta perdita di energia per radiazione di sincrotrone e quindi un compattamento delle particelle nello spazio degli impulsi. L'energia persa viene poi reintegrata attraverso cavità a radiofrequenza che accelerano le particelle solo in direzione longitudinale permettendo di ottenere un fascio più collimato. La seconda idea è quella di usare un nuovo schema di collisione nel punto d'interazione. In collisionatori ad alta energia, infatti, si richiede che la funzione β_y sia quanto più possibile piccola nel punto d'interazione; ciò impone, tuttavia, delle condizioni sulla lunghezza massima dei bunch, che, di fatto, risulta molto difficile da ridurre in un acceleratore circolare. A tale scopo è stato proposto il cosiddetto schema "Crab Waist". Usando un angolo d'impatto elevato (24 mrad) si possono ridurre le dimensioni trasversali dei fasci senza dover ridurre la lunghezza dei bunch ottenendo, di fatto, un incremento della luminosità [9]. Angoli d'impatto elevati comportano però risonanze causate dalle interazioni fascio-fascio che possono portare ad instabilità. In questo contesto interviene lo schema "Crab-Waist" che tramite l'utilizzo di due sestupoli, uno a valle ed uno monte del punto di interazione, riesce a ridurre significativamente l'aumento dell'oscillazione verticale di betatrone dovuto ad oscillazioni orizzontali nel punto d'interazione.

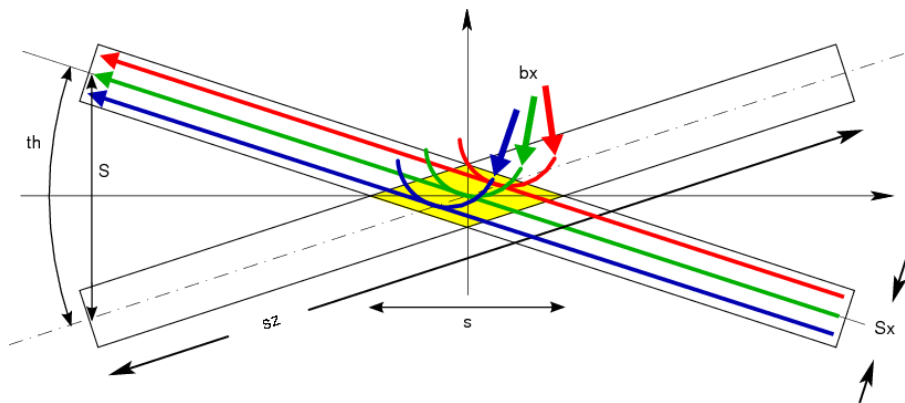


Figura 2.3: Schema di collisione "Crab Waist".

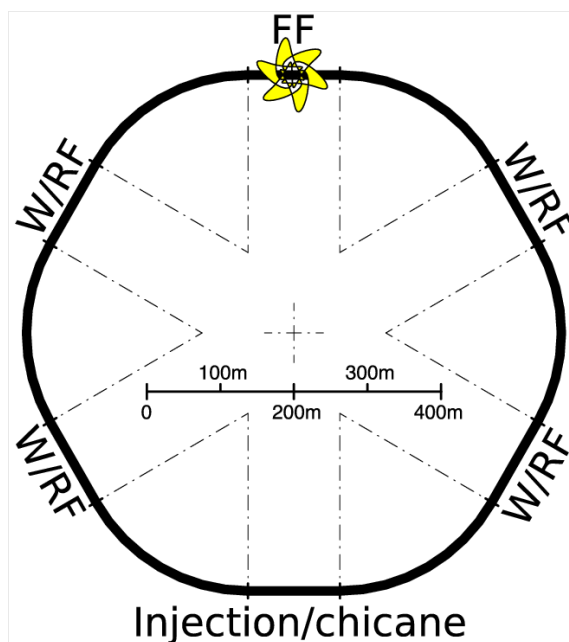


Figura 2.4: Rappresentazione schematica degli anelli di SuperB.

Con i due accorgimenti qua brevemente descritti, si riesce ad ottenere anche per un collisionatore ad altissima luminosità un design simile a quello delle precedenti B-factories e soprattutto con correnti dei fasci e consumi comparabili. Uno schema di uno degli anelli di accumulazione è mostrato in figura 2.4, in tabella 2.1 sono invece riportati alcuni dati relativi ai due fasci.

Varie considerazione pratiche, fra le quali, la riduzione dell'emittanza, una maggior durata e stabilità dei fasci ed un consumo minore, in termini di potenza, della macchina, suggeriscono inoltre di ridurre l'asimmetria in energia dai 5.9 GeV di PEP-II a 3 GeV ovvero 7 GeV per il fascio di elettroni e 4 GeV per i positroni alla risonanza $\Upsilon(4s)$.

Nel progetto proposto l'alimentazione di elettroni e positroni è nuovamente affidata ad un acceleratore lineare (LINAC) sullo schema di quelli già operanti a Stanford e a Frascati. Un possibile sito per la futura costruzione di SuperB potrebbe essere proprio il campus dell'università di Roma Tor Vergata a poca distanza dai laboratori

nazionali di Frascati dell'INFN.

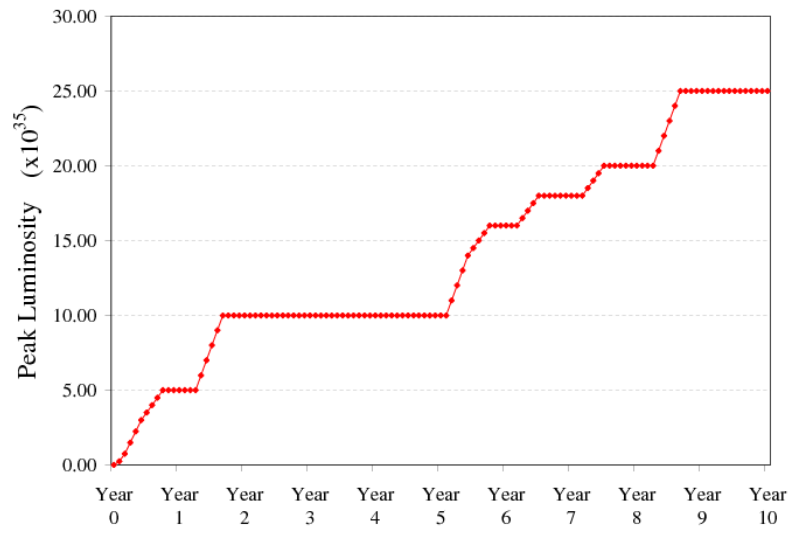


Figura 2.5: Andamento previsto della luminosità integrata in funzione del tempo per SuperB.

Tabella 2.1: Dati principali del LER e del HER per SuperB.

Parametro	LER	HER
Particella	e^+	e^-
Energia (GeV)	4	7
Luminosità ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	1.0×10^{36}	
Circonferenza (m)	2250	
Frequenza di rivoluzione (MHz)	0.13	
Frequenza RF (MHz)	476	
Dispersione in impulso ($\times 10^{-4}$)	8.4	9.0
Voltaggio RF (MV)	6	18
Perdita energia/giro (MeV)	1.9	3.3
Numero di bunches	1733	
Particelle/bunch $\times 10^{10}$	6.16	3.52
Corrente del fascio (A)	2.28	1.30
β_y (mm)	0.30	
β_x (mm)	20	
ϵ_y (pm-rad)	4	
ϵ_x (nm-rad)	1.6	
σ_y (nm)	35	
σ_x (μm)	5.657	
Lunghezza del bunch (mm)	6	
Angolo di collisione (mrad)	34	
Vita media del fascio (min)	3.6	5.0
Rate d'iniezione $\times 10^{11}$	4.9	2.0
Consumo RF (MW)	17	

Capitolo 3

Il rivelatore

La descrizione del rivelatore che verrà presentata è incentrata sull'apparato sperimentale di *BABAR*, e questo per un duplice motivo: in primis il progetto del rivelatore previsto per *SuperB* è basato su quello di *BABAR*, e, nonostante conti su diverse modifiche necessarie ad adeguarlo alla maggiore luminosità ed al nuovo layout del fascio, ha con questo delle profonde analogie. In secondo luogo lo studio qui presentato è stato effettuato simulando un rivelatore simile in tutto e per tutto a quello di *BABAR* e usando, dove necessario, anche i dati accumulati durante l'esperimento stesso, come sarà meglio chiarito nel seguito.

Quando, nella parte finale del capitolo, verrà introdotto il rivelatore di *SuperB* verranno illustrate solo le modifiche più significative rispetto al design del rivelatore di *BABAR* evidenziando quelle parti che più possono influenzare la misura in esame.

3.1 Il rivelatore di *BABAR*

Uno schema del rivelatore di *BABAR* è illustrato nelle figure 3.1 e 3.2, rispettivamente in sezione longitudinale e trasversale, nelle quali sono evidenziati anche i componenti principali.

La parte più interna del rivelatore di *BABAR* consiste di un tracciatore di vertice a strip di silicio (SVT, Silicon Vertex Tracker), di una camera a deriva (DCH, Drift Chamber), di un calorimetro elettromagnetico (EMC, ElectroMagnetic Calorimeter) e di un rivelatore Cerenkov a barre di quarzo (DIRC, Detector of Internally Reflected Cerenkov light). Questa parte più interna è racchiusa da un solenoide superconduttore che genera un campo assiale di 1.5 T. All'esterno del solenoide troviamo il circuito del flusso di ritorno del campo magnetico che racchiude completamente il rivelatore ed è formato da 18 strati di lastre di ferro con spessore crescente verso l'esterno dell'apparecchio. Inframezzati agli strati di ferro troviamo un insieme di rivelatori costituiti da camere resistive (RPC, Resistive Plate Chambers) e tubi a "streamer" limitato (LST, Limited Streamer Tubes), posti su 19 strati nella regione centrale (barrel) e 18 strati alle estremità del rivelatore in direzione del fascio (end-cap region). L'insieme di rivelatori e lastre di ferro descritto prende il nome di IFR (acronimo di Instrumented Flux Return).

Nel complesso il sistema di rivelatori non è simmetrico rispetto a nessun piano ortogonale all'asse del fascio, estendendosi maggiormente nella direzione di propa-

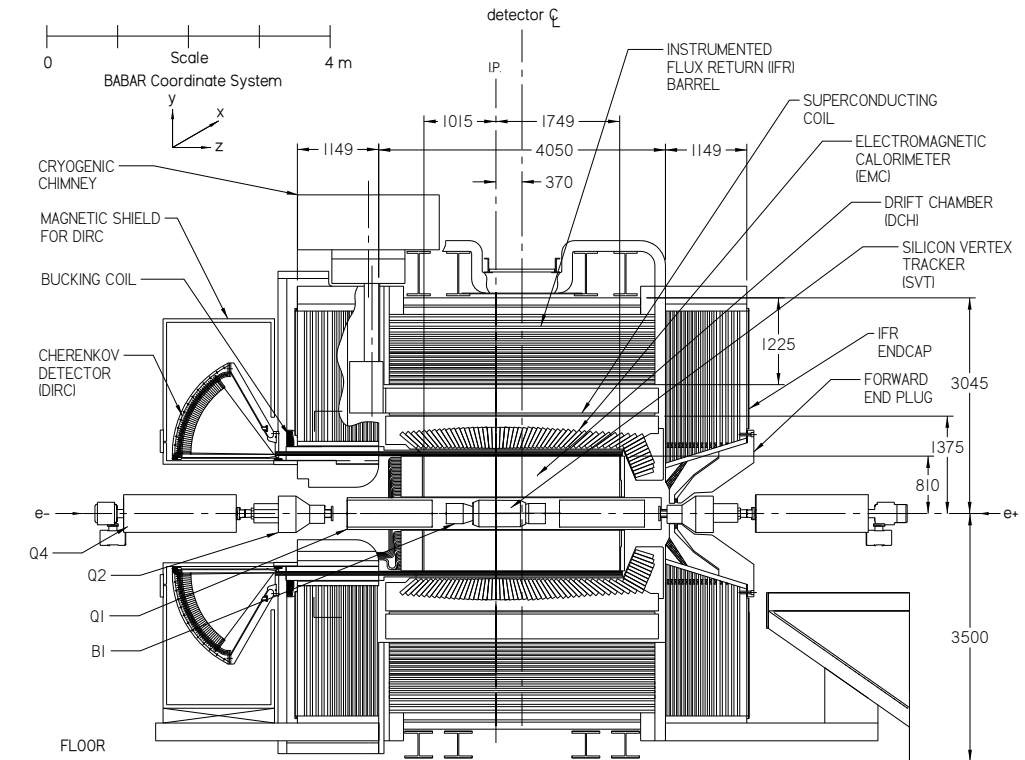


Figura 3.1: Il rivelatore di *BABAR*, sezione longitudinale.

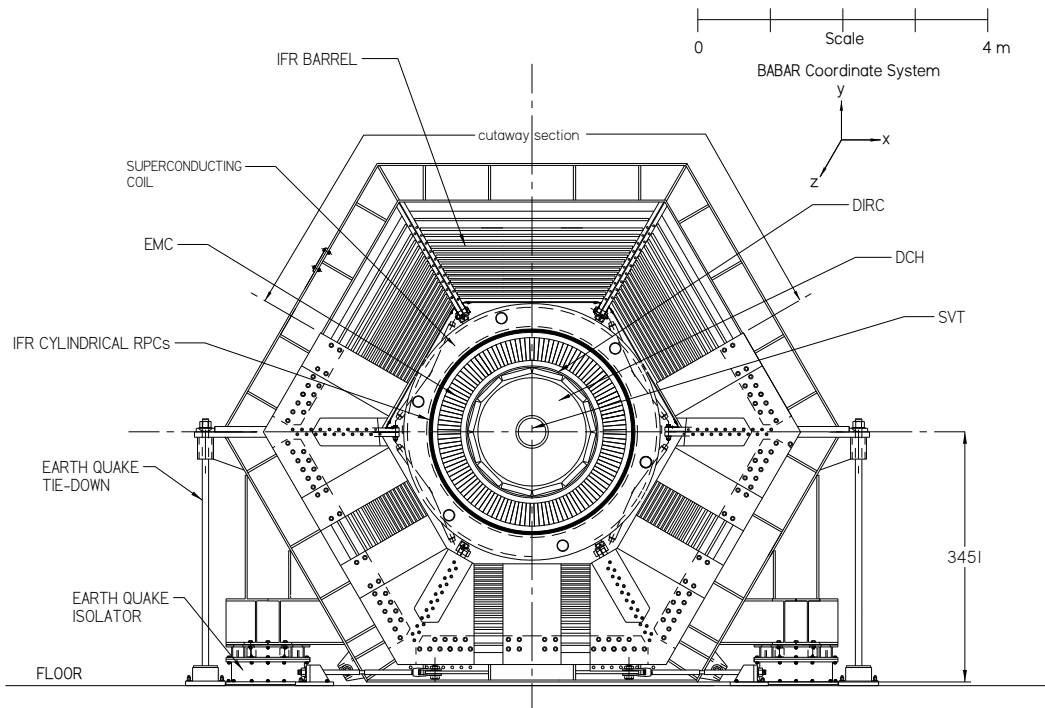


Figura 3.2: Il rivelatore di *BABAR*, sezione trasversale.

gazione del fascio HER per tener conto del boost del centro di massa. Questa

considerazione si applica in particolar modo al calorimetro elettromagnetico, che si estende maggiormente nella regione dell'end cap "anteriore", e dell'IFR, che risulta più "stretto" nella parte interna nella stessa direzione. Le coperture polari, la risoluzione ed alcune caratteristiche costruttive dei vari componenti del rivelatore sono riportate in tabella 3.1.

Tabella 3.1: Riepilogo della caratteristiche principali dei vari sottosistemi componenti il rivelatore *BABAR*. Le notazione C, B e F per l'IFR indicano rispettivamente il settore centrale (C) e le sezioni terminali nella direzione del fascio di elettroni (F) ed in direzione opposta (B). Le efficienze di rivelazione si intendono relative ad una particella di impulso 1 GeV/c salvo dove diversamente specificato.

Sottosistema	Copertura Polare ($^{\circ}$)	Canali	Strati	Risoluzione
SVT	$20.1 < \theta < 150.2$	150 K	5	$\sigma_{d_0} = 55\mu m$ $\sigma_{z_0} = 65\mu m$
DCH	$17.2 < \theta < 152.6$	7104	40	$\sigma_{\Phi} = 1 \text{ mrad}$ $\sigma_{tg(\lambda)} = 0.001$ $\sigma_{P_t}/P_t = 0.47\%$ $\sigma(dE/dx) = 7.5\%$
DIRC	$25.5 < \theta < 141.4$	10752	1	$\sigma_{\theta_C} = 2.5 \text{ mrad}$
EMC-C	$27.1 < \theta < 140.8$	2×5760	1	$\sigma_E/E = 3.0\%$
EMC-F	$15.8 < \theta < 27.1$	2×820	1	$\sigma_{\Phi} = \sigma_{\theta} = 3.9 \text{ mrad}$
IFR-C	$47 < \theta < 123$	22K + 2K	19+2	90% μ Id Eff.
IFR-F	$20 < \theta < 47$	14.5K	18	6-8% π Mis-Id Prob.
IFR-B	$123 < \theta < 154$	14.5K	18	(1.5-3.0 GeV/c)

Dato il layout complessivo del rivelatore verranno ora prese in esame le caratteristiche principali dei vari sottosistemi.

3.1.1 Il tracciatore di vertice

Il Silicon Vertex Tracker (SVT) costituisce il sistema più interno del rivelatore *BABAR* ed assolve a diverse misure di fondamentale importanza; in primo luogo misura i vertici per la tracciatura di tutte le particelle cariche, ed in secondo luogo costituisce l'unica fonte di informazione per quelle particelle che hanno energia troppo bassa per raggiungere le parti più esterne del rivelatore.

Questo è possibile grazie alla natura del rivelatore al silicio, che permette di misurare, oltre ai parametri geometrici della traccia, la perdita di energia dE/dx della particella nell'attraversare il rivelatore, fornendo informazioni utili per l'identificazione della stessa. La struttura macroscopica del rivelatore è mostrata nelle figure 3.3, 3.4. SVT è formato da un telaio portante tronco-conico in fibra di carbonio su cui sono montati 5 strati concentrici di rivelatori a microstrip di silicio.

I tre strati più interni, posti a distanza di 3.3, 4 e 5.9 cm dall'asse del fascio, contengono 6 moduli ciascuno, mentre quelli più esterni, a distanza di 12.7 e 14.6 cm, ne contano rispettivamente 16 e 18. Come ben visibile in figura 3.4 i vari

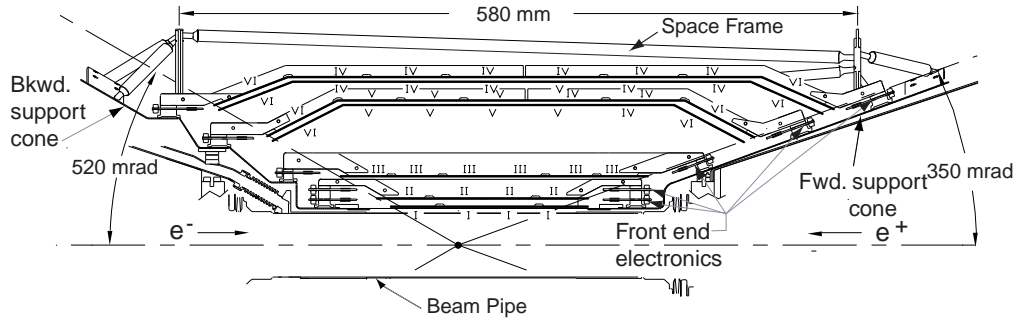


Figura 3.3: SVT, sezione longitudinale.

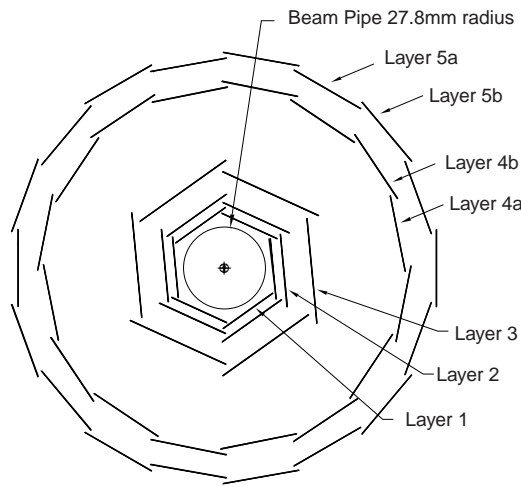


Figura 3.4: SVT, sezione trasversale.

moduli che compongono uno stesso strato sono montati in maniera da sovrapporsi leggermente alle estremità per garantire una copertura ermetica in ϕ . Ogni singolo modulo è costituito da una lastra di silicio di spessore $300 \mu\text{m}$, corrispondente a $\sim 0,04$ lunghezze di radiazione; la regione attiva, in forma di strisce, è ottenuta impiantando silicio drogato n+ su una faccia e silicio drogato p+ sull'altra su una base di silicio n-. Le strisce su una faccia sono ortogonali a quelle sull'altra faccia in modo da fornire la posizione della particella sul piano del modulo. I moduli si presentano leggermente arcuati alle estremità in modo da ridurre l'angolo d'impatto per particelle che hanno un basso rapporto p_T/p .

La superficie totale attiva del rivelatore è di 0.96 m^2 mentre la copertura totale è sul 90% dell'angolo solido nel CM. Per ridurre i fenomeni di scattering multiplo e quindi ridurre la quantità di materiale nella regione attiva, tutta l'elettronica di read-out e di controllo è situata alle estremità dei moduli.

Ricostruendo le tracce delle particelle cariche a partire dai depositi di energia nel SVT è possibile determinare i cinque parametri delle eliche che queste descrivono nel campo magnetico del solenoide.

Questi parametri sono convenzionalmente definiti come: d_0 , z_0 , ϕ , λ e ω .

Le quantità d_0 e z_0 rappresentano rispettivamente le coordinate del punto di minima distanza fra la traccia e l'asse del fascio (POCA, Point Of Closest Approach), ϕ l'angolo fra la traccia ed il piano $x - y$, λ l'angolo fra la traccia l'asse z e ω la curvatura della traccia.

Le risoluzioni dei vari parametri sono state ottenute eseguendo misure di calibrazione sulla componente muonica dei raggi cosmici: quando un μ impatta sul rivelatore la traccia ottenuta viene divisa in due parti dal piano ortogonale alla traccia stessa e passante per il punto d'interazione (IP). Le due tracce così ottenute vengono analizzate singolarmente e la σ della distribuzione delle differenze dei valori ottenuti per le due tracce per una determinata grandezza, fra quelle definite sopra, fornisce la risoluzione della grandezza stessa. Esempi di queste distribuzioni sono riportate in figura 3.5

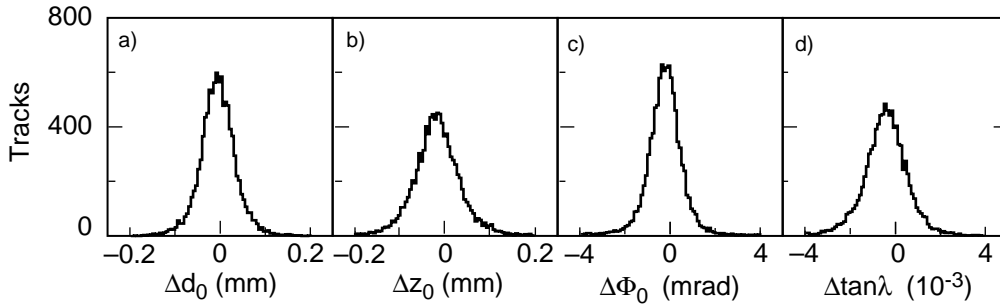


Figura 3.5: Risoluzione del SVT per varie grandezze.

Oltre alle misure geometriche, come già detto, rivestono particolare importanza le misure di perdita di energia per ionizzazione, soprattutto per le particelle di bassa impulso, come può accadere nel decadimento $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$, per le quali esse forniscono l'unica possibilità di identificazione. L'efficienza di separazione in tal senso è di $\sim 14\%$ per particelle al minimo di ionizzazione (MIP's) per arrivare a 2σ ad energie di ~ 500 MeV nel caso di pioni e kaoni. Un esempio della risposta del rivelatore per diversi tipi di particella in funzione dell'impulso è mostrato in figura 3.6 adattata da [56].

3.1.2 La camera a deriva

La camera a deriva rappresenta il principale sistema di tracciatura di *BABAR* nonché l'estensione naturale del SVT per l'identificazione, tramite misure di dE/dx , di particelle con impulsi fino a 700 MeV, punto d'inizio convenzionale dell'intervallo di lavoro del DIRC.

Fisicamente la DCH è costituita da un cilindro cavo interposto fra la struttura esterna dell'asse del fascio ed il DIRC; la lunghezza totale è di 2.8 m mentre i raggi interno ed esterno sono rispettivamente di 23.6 ed 80.9 cm.

Il sistema di tracciatura è costituito da 7104 celle di 1.8×1.2 cm organizzate su 40 anelli concentrici. Ogni cella è costituita da un filo centrale in tungsteno e da sei fili catodici in alluminio disposti simmetricamente rispetto al primo a formare un esagono. Tali fili vengono classificati in tre tipologie distinte a seconda dell'angolo che formano con l'asse del fascio, necessario per avere una visione stereoscopica e

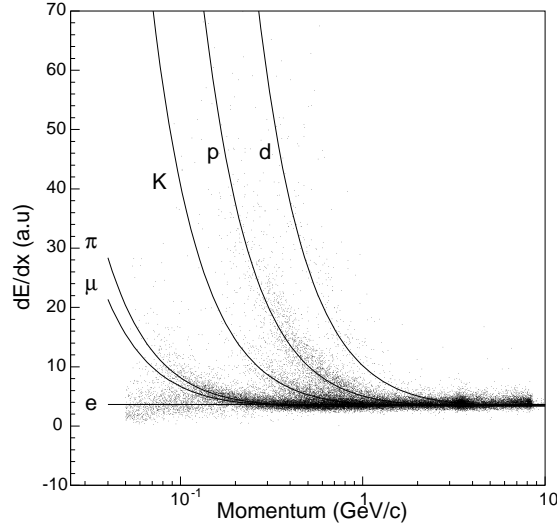


Figura 3.6: dE/dx nel SVT per vari tipi di particella in funzione dell'impulso.

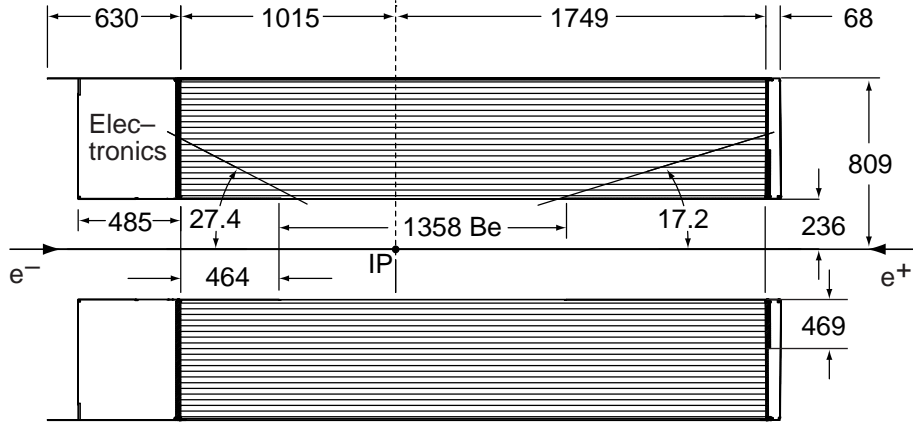


Figura 3.7: Rappresentazione schematica della camera di deriva, sezione longitudinale.

fornire la coordinata lungo z ; si ha quindi il tipo A per i fili paralleli all'asse z e di tipi U e V che denotano rispettivamente un'angolazione positiva ed un'angolazione negativa rispetto allo stesso asse. I 40 layer si presentano quindi organizzati in 10 Super-layer che differiscono fra loro per l'orientazione dei rispettivi fili secondo la sequenza: AUV AUV AUV A. In questo modo la tracciatura e la ricostruzione dei vertici esterni al SVT avviene, con una buona risoluzione, sia nel piano longitudinale che in direzione del fascio.

Al fine di ridurre al minimo i fenomeni di multiple scattering e diminuire la quantità di materiale attraversato si è cercato di mantenere le pareti del contenitore molto sottili ricorrendo al berillio per la parete interna, per un totale di $0.028 X_0$, ed alla fibra di carbonio per la parte esterna, corrispondente a $0.06 X_0$. Per lo stesso motivo sono stati usati fili catodici di alluminio ed è stata scelta una miscela leggera per il volume di tracking composta all'80% da elio e al 20% da isobutano. Le caratteristiche principali della miscela di gas usata sono riassunte in tabella 3.2.

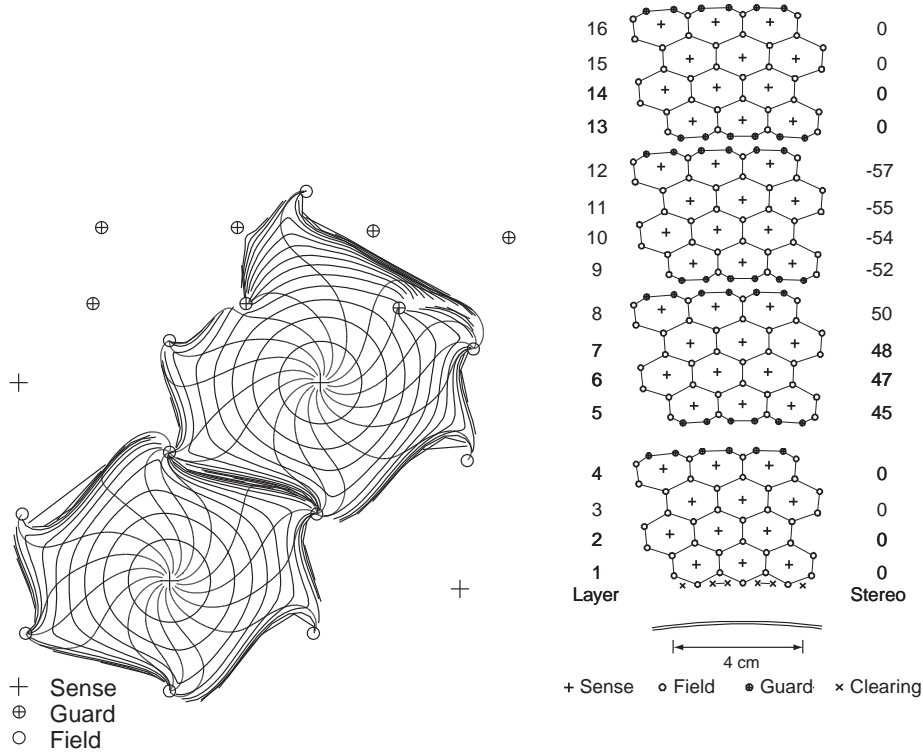


Figura 3.8: Layout della singola cella con le linee di campo e le superfici equipotenziali in evidenza (sinistra) e organizzazione in Super Layer dei vari strati (destra).

Tabella 3.2: Caratteristiche principali della miscela di gas usata nella DCH (le caratteristiche sono riferite ad un campione a pressione atmosferica ed alla temperatura di 20°C).

Grandezza	Valore
Mistura H ₂ :C ₄ H ₁₀	80:20
X_0	807 m
Ionizzazione Primaria (MIP)	21.2/cm
Velocità di Deriva	22μm/ns
Guadagno della Valanga	3×10^4
dE/dx Risoluzione	6.9%

L'efficienza di ricostruzione della DCH può essere valutata ricorrendo ad eventi con più tracce cariche misurando il rapporto fra le tracce correttamente ricostruite dal complesso DCH+SVT e quelle ricostruite solamente dal SVT purchè le tracce stesse siano comprese nell'accettanza geometrica della DCH. In questo modo si ottiene un valore pari $98 \pm 1\%$ alla tensione nominale di 1960 V per particelle con $p > 200$ MeV e $\tan(p_T/p) > 500$ mrad. L'efficienza diminuisce leggermente per tensioni minori, come mostrato nelle figure 3.9, e dipende dall'impulso e dall'angolo di incidenza della traccia. Durante gran parte della presa dati di *BABAR* la tensione operativa è stata mantenuta a 1930 V per salvaguardare la durata del rivelatore; in

questo condizioni l'efficienza misurata si è attestata intorno al 96%.

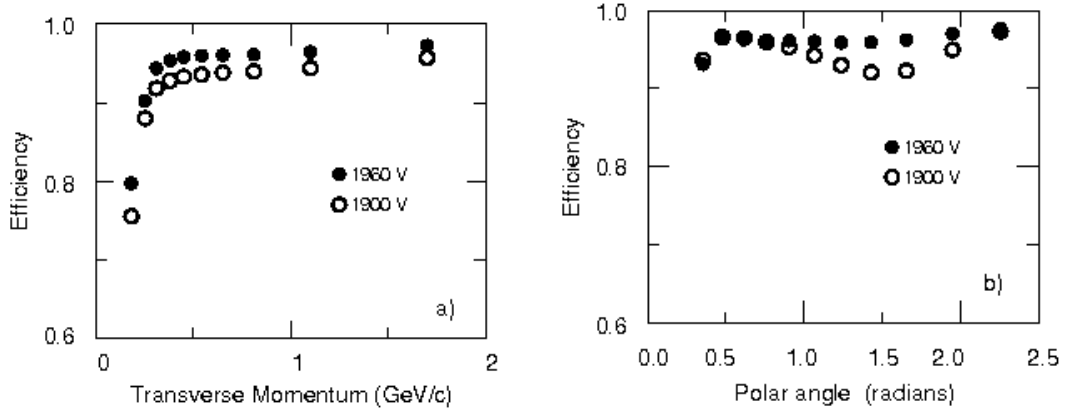


Figura 3.9: Efficienza di ricostruzione della DCH in funzione dell'impulso trasverso p_T e dell'angolo di incidenza θ .

Per quanto riguarda le misure d'impulso la risoluzione della DCH in p_T può essere rappresentata dall'espressione:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 4.5 \cdot 10^{-3} + 1.3 \cdot 10^{-3} p_T \quad (3.1)$$

in cui il primo termine, costante, rappresenta il contributo dello scattering multiplo mentre il secondo, lineare in p_T , è dovuto alla risoluzione spaziale. Per semplicità in figura 3.10 viene comparato l'errore ottenuto sperimentalmente alla funzione definita dalla 3.1.

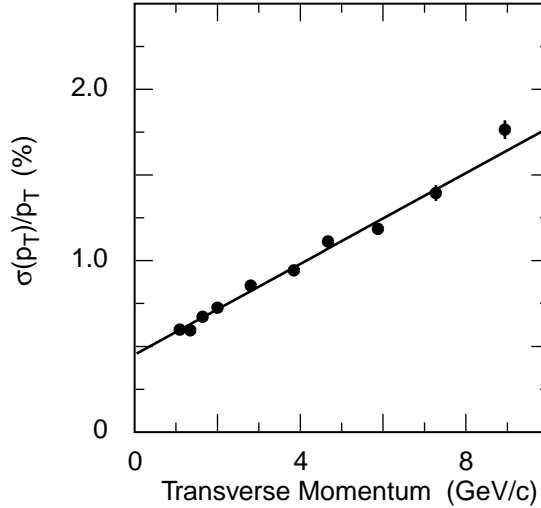


Figura 3.10: Risoluzione in p_T della DCH in funzione dell'impulso.

Il valore della perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx viene ottenuto sommando il contributo di tutte le celle che presentano un rilascio totale maggiore dell'80% del valore massimo. In tal modo, correggendo opportunamente i valori per tener conto delle variazioni nelle condizioni del gas, si riesce ad ottenere una

separazione K/π a 3σ per particelle con un impulso < 700 MeV ed una risoluzione di $7.5 \cdot 10^{-2}$ per $|(dE/dx)/E|$.

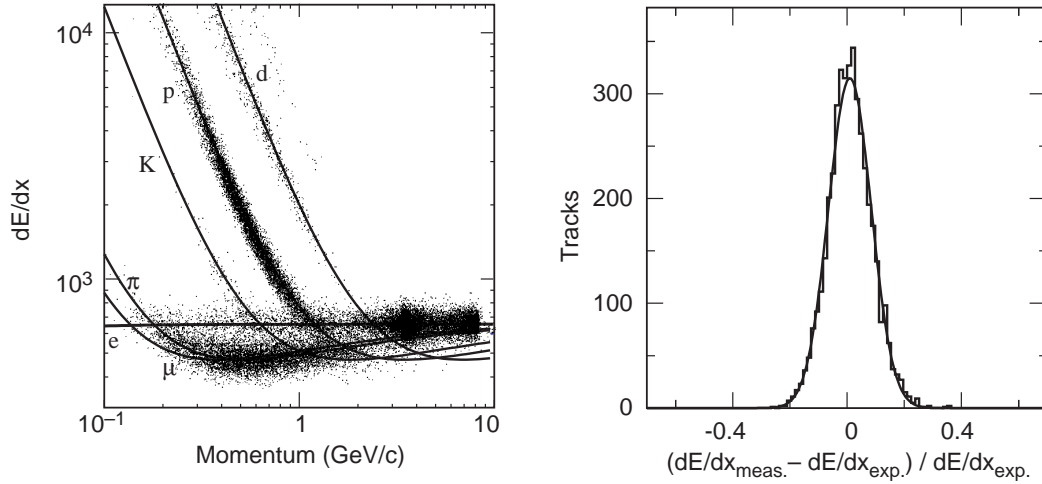


Figura 3.11: Perdita di energia nella DCH per vari tipi di particella (sinistra) e risoluzione di dE/dx misurata usando un campione di eventi Bhabha (destra).

3.1.3 Il rivelatore Cerenkov

La motivazione principale per la costruzione del rivelatore Cerenkov è la separazione fra π e K con un impulso eccedente i 700 MeV, ovvero al di sopra dell'intervallo di lavoro della DCH. Il DIRC è posizionato esternamente alla DCH ed è composto nella parte centrale da 144 barre di quarzo sintetico, lunghe 4.9 m e larghe 1.7cm, disposte a formare in un piano trasversale un dodecaedro regolare con 12 barre per faccia. La copertura angolare della struttura è del 94% in ϕ e del 83 % in θ . Lo spessore delle barre è di 3.9 cm mentre lo spessore totale del rivelatore è di ~ 8 cm che corrisponde a $0.17X_0$. Il coefficiente di riflessione interna per il materiale utilizzato è pari 0.9992 e l'indice di rifrazione vale $n = 1.473$.

In una costruzione di questo tipo le barre di quarzo fungono sia da radiatori di luce Cerenkov che da guida di luce per la luce emessa. Il principio fondamentale alla base di una costruzione di questo tipo è che l'angolo di luce Cerenkov si conserva durante la riflessione nella guida di luce e pertanto arriva indeformato al sistema di fotomoltiplicatori [60].

Per quanto riguarda le estremità delle barre di quarzo del DIRC, come si può vedere in figura 3.12, ad una estremità delle barre è posto uno specchio, mentre dall'altra è posto il sistema di rilevamento. Questo tipo di disposizione permette sia di avere un maggior numero di fotoni per fotomoltiplicatore che di arrangiare il rivelatore in maniera asimmetrica per avere una maggiore copertura nella direzione del boost.

L'estremità della barre dalla parte del sistema di lettura è collegata in serie ad un cuneo di quarzo che permette di filtrare solo i fotoni che abbiano un determinato angolo rispetto all'asse delle barre in modo da poter ridurre la porzione di angolo

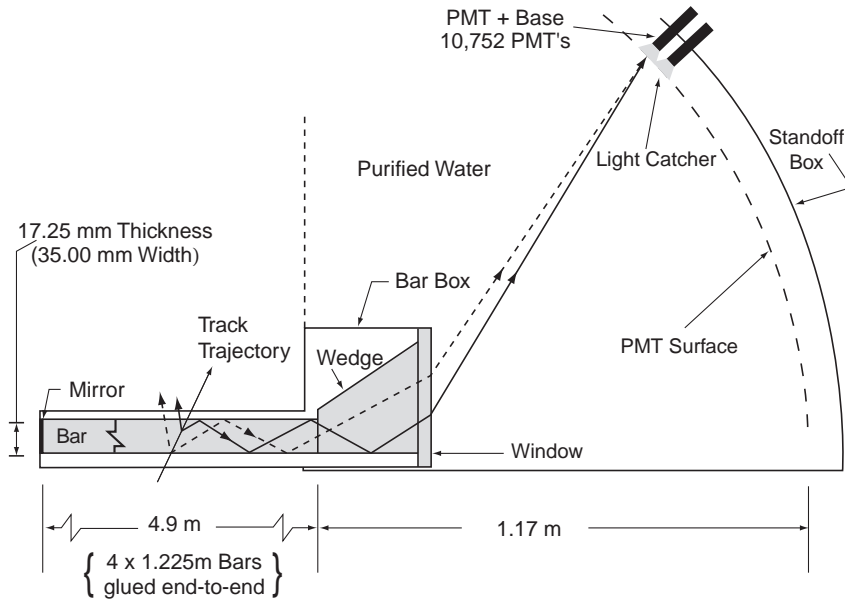


Figura 3.12: Rappresentazione schematica delle barre di quarzo e del sistema di lettura del DIRC.

solido coperta dai fotomoltiplicatori. Oltre il cuneo è situata una regione di espansione contenente 6000 litri di acqua purificata che funge da accoppiamento ottico fra la barra ed i fotomoltiplicatori al termine della quale si trovano le matrici di rivelazione.

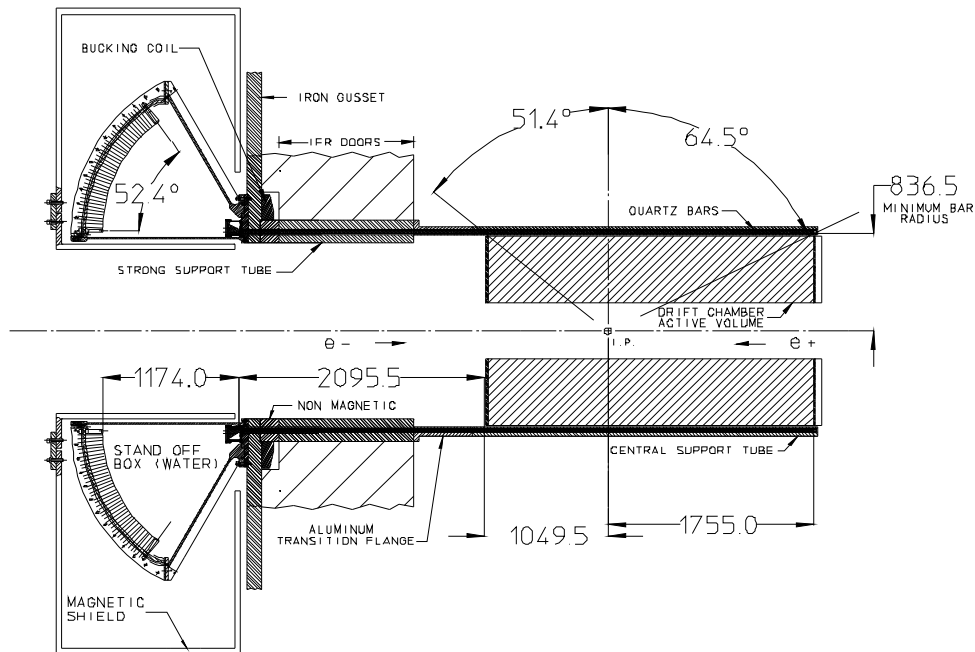


Figura 3.13: Geometria complessiva del DIRC.

Le 12 matrici, disposte su una sezione circolare ed accoppiate singolarmente ai 12 settori del DIRC sono formate da 896 tubi di 2.9 cm di diametro ciascuna, per

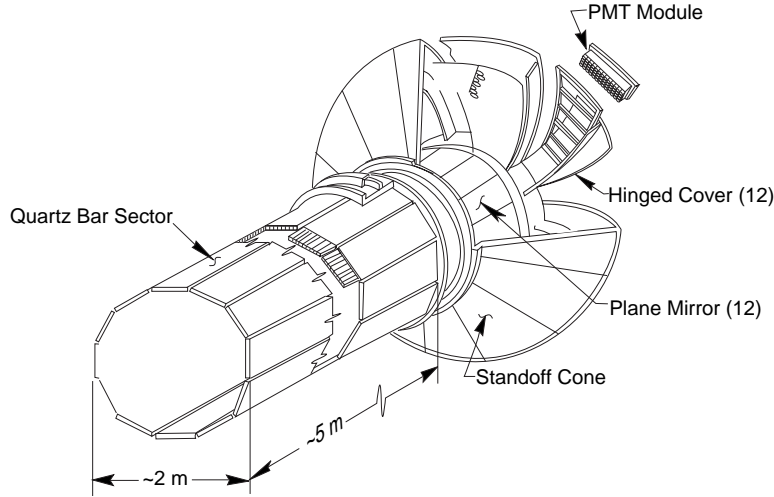


Figura 3.14: Rappresentazione schematica del radiatore del DIRC.

un totale 10752 fotomoltiplicatori, e sono situate a 1.17 metri di distanza dalla fine delle barre. La distribuzione spaziale della luce in ingresso ai fotomoltiplicatori è una sezione conica che dipende dal punto di impatto della particella; combinando quindi le informazioni di tracking provenienti da SVT e DCH con l'uscita del DIRC si riesce a ricostruire l'angolo Cerenkov $\theta_C = 1/\beta n$ e pertanto ad identificare la particella.

La risoluzione sull'angolo Cerenkov è data dall'espressione:

$$\sigma_{\theta_C} = \frac{\sigma_{\theta_{C,\gamma}}}{\sqrt{N_\gamma}} \quad (3.2)$$

dove $\sigma_{\theta_{C,\gamma}}$ rappresenta la risoluzione per il singolo fotone ed N_γ è il numero di fotoni rivelati. La risoluzione per singolo fotone è stata misurata essere pari a 10.2 mrad, di cui ~ 7 mrad sono dovuti alla geometria del rivelatore mentre 5.4 mrad sono dovuti alla dispersione sull'angolo di produzione dei fotoni. Il numero di fotoni rivelati varia fra un minimo di ~ 20 per particelle incidenti normalmente ad un massimo di ~ 50 per particelle ad elevato angolo d'impatto; ciò è dovuto principalmente alla maggiore quantità di materiale attraversato. L'andamento descritto è mostrato nella figura 3.15; nella stessa figura si possono notare anche alcuni effetti secondari, nello specifico la presenza di massimo locale per $\theta = 90^\circ$, dovuta a fattori geometrici che massimizzano la raccolta di luce, ed una asimmetria avanti-indietro, dovuta all'assorbimento da parte della barre di quarzo.

Combinando i vari fattori precedentemente elencati, si riesce ad ottenere per il DIRC una risoluzione dell'ordine di 2.5 mrad, misurata usando un campione di controllo di $\mu^+\mu^-$, che fornisce una separazione di 4.5σ ad un impulso di 3 GeV e decresce con l'impulso come mostrato nelle figure 3.16.

3.1.4 Il calorimetro elettromagnetico

Lo scopo del calorimetro elettromagnetico è quello di fornire l'energia e la distribuzione angolare degli sciami elettromagnetici con energia compresa fra 20 MeV e 9 GeV. La richiesta di un'alta efficienza a bassa energia è motivata principalmente dalla necessità di identificazione dei π^0 provenienti dai decadimenti multipli dei

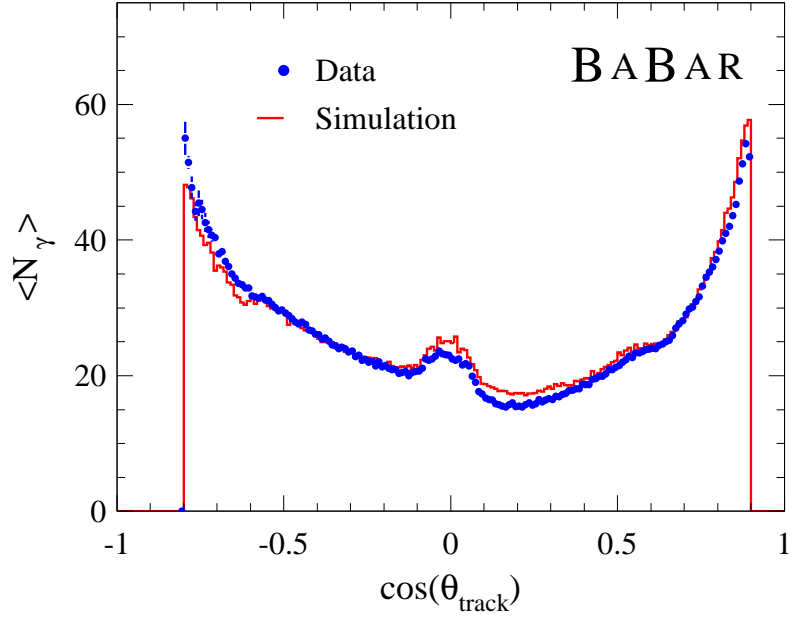


Figura 3.15: Numero di fotoni rivelati dal DIRC in funzione dell'angolo di incidenza della traccia.

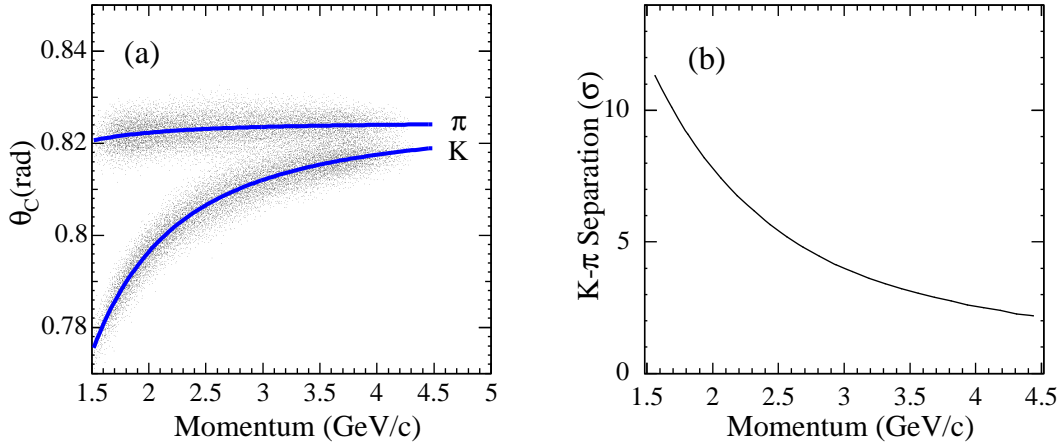


Figura 3.16: Angolo Cerenkov e separazione equivalente per π e K in funzione dell'impulso.

mesoni B. Esso rappresenta, infatti, il principale strumento per la separazione fra adroni ed elettroni su un ampio intervallo di impulsi del rivelatore *BABAR*. Il rivelatore permette, inoltre, di separare efficacemente gli elettroni dai γ ; nel caso di una distribuzione laterale consistente con uno sciame elettromagnetico la particella viene identificata come un elettrone nel caso abbia una traccia corrispondente associata o come un fotone nel caso contrario.

Il calorimetro elettromagnetico di *BABAR* è un calorimetro ad assorbimento totale, formato da 6580 cristalli di ioduro di cesio (CsI) drogato al livello di 1000 ppm con ioduro di tallio [62]. La scelta del materiale è legata all'alta resa in fotoni

dello ioduro di cesio ed al raggio di Molière relativamente ridotto che consentono un'ottima risoluzione sia angolare che in energia, e, non ultima, la piccola lunghezza di radiazione che permette l'assorbimento totale dello sciame mantenendo compatte le dimensioni del rivelatore.

Nella tabella 3.3 vengono riassunte le proprietà principali del materiale assorbitore.

Tabella 3.3: Caratteristiche principali dei cristalli di CsI(Tl) del EMC.

Grandezza	Valore
Lunghezza di radiazione	1.86 cm
Raggio di Molière	3.8cm
Densità	5.43 g/cm ³
Emissione luminosa	$5 \times 10^5 \gamma / \text{MeV}$
Coefficiente termico di emissione	0.28%/°C
Picco di emissione (λ_{max})	565nm
Indice di rifrazione al picco λ_{max}	1.79

Costruttivamente EMC si presenta come un cilindro cavo all'interno del quale sono arrangiati i cristalli a forma tronco-piramidale, disposti in maniera proiettiva rispetto al punto di interazione (IP), come schematizzato in figura 3.17. Il raggio interno di EMC nella regione centrale (barrel) è di 90cm.

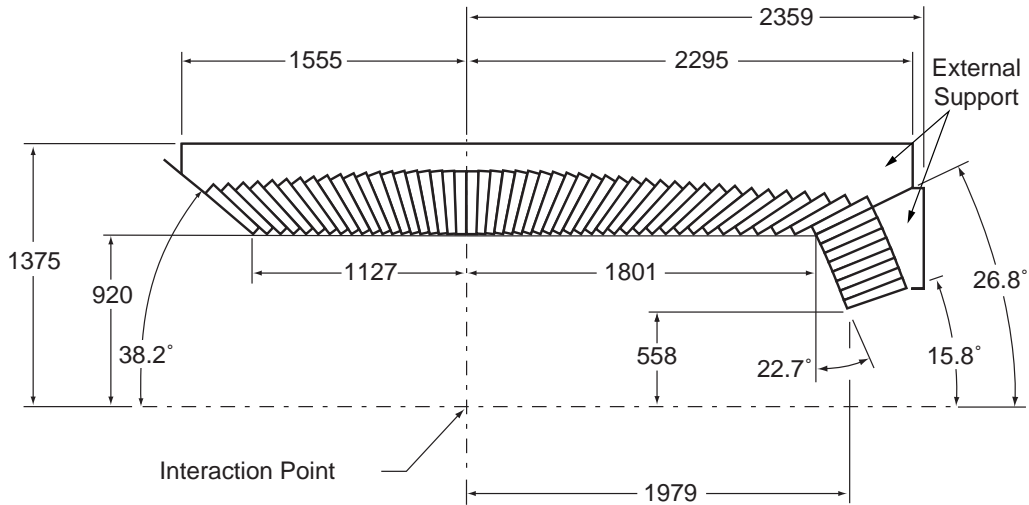


Figura 3.17: Rappresentazione schematica del calorimetro elettromagnetico EMC.

La lunghezza dei cristalli varia, con l'angolo polare, fra un minimo di 29.6 cm ad un massimo di 32.4 cm, corrispondenti rispettivamente a 16 e 17.4 X_0 , mentre la sezione frontale di ogni cristallo è di $\sim 25 \text{ cm}^2$. Nella parte del barrel i cristalli sono arrangiati a formare 48 file in direzione di θ e 120 file nell'angolo azimutale, il calorimetro si estende poi ulteriormente nella direzione del boost del CM per offrire la massima copertura sull'angolo solido con ulteriori 9 file di cristalli in θ . A differenza dell'estremità anteriore la parte terminale in direzione apposta al boost

rimane scoperta. La copertura polare ottenuta, in questo modo, è compresa fra $15^\circ 8'$ e $140^\circ 8'$.

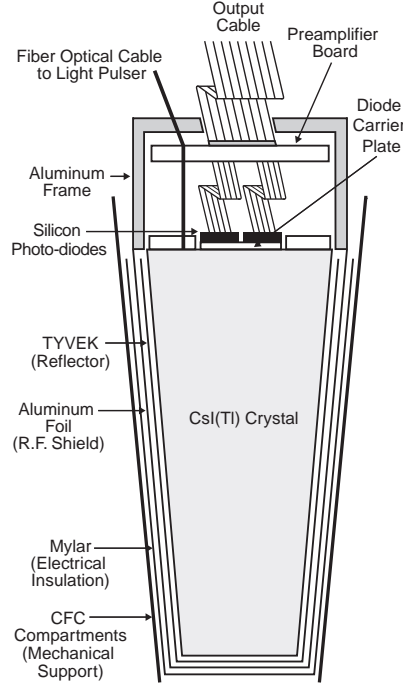


Figura 3.18: Rappresentazione schematica di un cristallo di CsI del calorimetro elettromagnetico.

Ogni cristallo è coperto esternamente da uno strato riflettente di alluminio allo scopo di minimizzare le perdite di fotoni, la rivelazione dei quali è affidata a 2 fotodiodi al silicio. L'uso di fotodiodi al silicio è reso possibile dall'ottima resa in fotoni dei cristalli di CsI(Tl), semplificando notevolmente il sistema di lettura ed i relativi costi. Una rappresentazione del singolo cristallo è mostrata in figura 3.18.

Per ridurre al minimo la quantità di materiale che le particelle devono attraversare prima di entrare nel calorimetro tutta la struttura di supporto, in fibra di carbonio, così come l'elettronica di lettura sono situate sulla parete esterna del calorimetro rispetto al fascio.

In un calorimetro elettromagnetico ad assorbimento totale come quello di *BABAR* le principali incertezze nella misura dell'energia sono date dalle fluttuazioni statistiche nello sviluppo dello sciame.

L'incertezza risultante può essere espressa nella forma:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sigma_S \cdot E^{-\frac{1}{4}} + \sigma_C \quad (3.3)$$

dove il primo coefficiente σ_S rappresenta un termine stocastico che domina a basse energie e dipende principalmente dalle fluttuazioni nel numero di fotoni mentre σ_C è un termine costante che domina ad alta energia e dipende dalle caratteristiche intrinseche del rivelatore, come errori di calibrazione, non contenimento totale dello sciame e perdite per assorbimento all'interno e sulla superficie dei cristalli.

La risoluzione dell'EMC può essere misurata usando campioni di eventi appositi con energia ben determinata; una scelta tipica, che divide lo spettro in tre parti, è la seguente:

- Bassa energia
si usa il decadimento dello stato metastabile O^{16} con emissione di γ da 6.23 MeV. Il campione viene preparato in soluzione liquida e fatto circolare in un apposito sistema di tubature.
- Energia media
per energie intermedie si usano i decadimenti in 2 fotoni dei mesoni neutri π^0 ed η con uno spettro che si estende fino ai 2 GeV
- Alta energia vengono usati elettroni e positroni prodotti in eventi di scattering Bhabha con energie comprese fra 3 e 9 GeV.

Si riescono in tal modo ad ottenere i seguenti valori per le quantità che compaiono nella 3.7

$$\sigma_S = (2.32 \pm 0.30) \times 10^{-2} \quad (3.4)$$

$$\sigma_C = (1.85 \pm 0.12) \times 10^{-2} \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

da cui risulta che il primo termine domina fino a ~ 2.5 GeV oltre il quale diventa dominante σ_C .

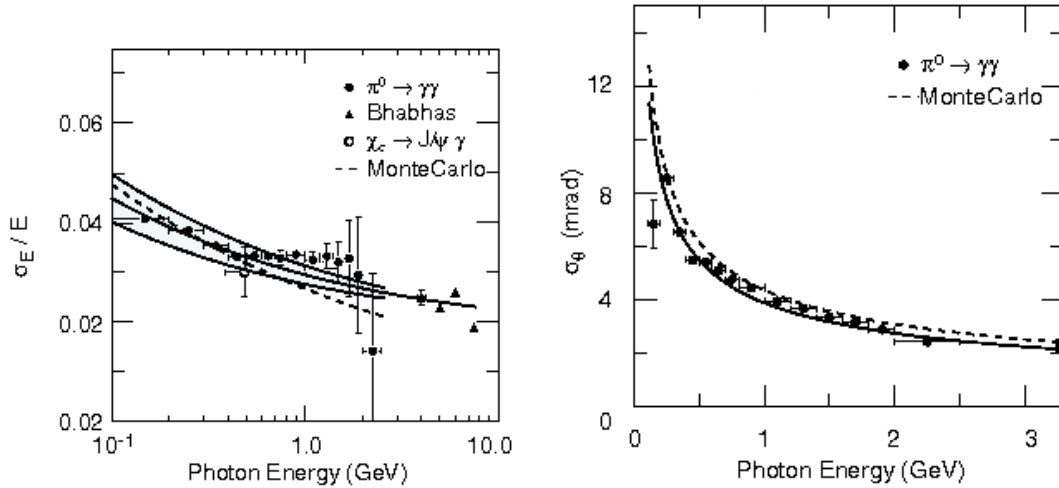


Figura 3.19: Risoluzione in energia (sinistra) e risoluzione angolare (destra) del calorimetro elettromagnetico in funzione dell'energia del fotone incidente.

La risoluzione angolare del calorimetro dipende, come ovvio, dalla dimensione trasversale del singolo cristallo in maniera inversamente proporzionale. Tuttavia al diminuire delle dimensioni oltre un certo valore, tipicamente pari la raggio di Mo- lière, si ha un peggioramento della risoluzione a causa del sovrapporsi del rumore elettronico dei diversi cristalli coinvolti nella rivelazione. Inoltre, al diminuire delle

dimensione a valori inferiori al raggio di Molière, si ha un sensibile peggioramento della risoluzione in energia del calorimetro; dimensioni tipiche dei cristalli pari al raggio di Molière appaiono quindi essere il compromesso più ragionevole. L'andamento tipico dell'errore sull'angolo (in mrad) può essere rappresentato da una relazione empirica del tipo:

$$\frac{\sigma_{\theta,\phi}}{\theta,\phi} = \sigma_1 \cdot E^{-\frac{1}{2}} + \sigma_2 \quad (3.7)$$

in cui E è espressa in GeV e dove i valori di σ_1 e σ_2 , sono stati misurati usando decadimenti in 2γ da π^0 , ottenendo:

$$\sigma_1 = (3.87 \pm 0.07) \quad (3.8)$$

$$\sigma_2 = (0.00 \pm 0.04) \quad (3.9)$$

$$(3.10)$$

I risultati del fit sono riportati graficamente in figura 3.19 da cui si ricava che la risoluzione angolare è compresa fra 3 mrad per fotoni energetici e 12 mrad per fotoni di bassa energia.

3.1.5 Il flusso di ritorno

I rivelatori dell'IFR si trovano inframezzati alle lastre di ferro che costituiscono il flusso di ritorno del campo magnetico generato dal solenoide. Tali lastre sono disposte a formare un prisma esagonale con l'asse parallelo all'asse del fascio e contano un totale di 18 strati nella regione centrale del rivelatore (barrel) e di 19 strati nelle sezioni finali che chiudono il rivelatore nei piani ortogonali al fascio (end cap). Lo spessore delle lastre utilizzate varia da un minimo di 2 cm per quelle più interne ad un massimo di 10 cm per quelle più esterne per uno spessore totale di ~ 65 cm. Una rappresentazione schematica dell'apparato è mostrata nella figura 3.20.

Il compito dell'IFR è quello di separare la componente muonica del segnale da quella adronica su un ampio spettro di impulsi. A tale scopo gli strati di ferro sono inframezzati da rivelatori piano a camera resistiva (Resistive Plate Chambers, RPC) e da tubi a "streamer" limitato (Limited Streamer Tubes, LST). Nel design iniziale non era prevista la presenza degli LST e loro aggiunta è stata necessaria a causa di un malfunzionamento delle RPC dovuto sia alla scarsa tolleranza alla radiazione sia a probabili difetti di fabbricazione che hanno comportato una riduzione nell'efficienza dei singoli moduli.

L'arrangiamento di un singolo modulo RPC è mostrato in figura 3.21. Esso è costituito da due lastre di bachelite della spessore di 2 mm inframezzate da uno spazio vuoto dello stesso spessore; sulla parte esterna rispetto al gap le superfici di bachelite sono ricoperte da un sottile strato di grafite, al fine di ottenere una resistenza specifica di $100 \text{ K}\Omega/\text{cm}^2$, e connesse ad una differenza di potenziale di 8KV. Lo strumento di lettura è costituito da una serie di strisce di alluminio isolate dalle lastre di bachelite tramite un sottile strato di Mylar. Le strisce di alluminio sono disposte in direzione ortogonale sui due piani opposti in modo da fornire una lettura bidimensionale della posizione della particella. Il principio di rivelazione delle RPC è

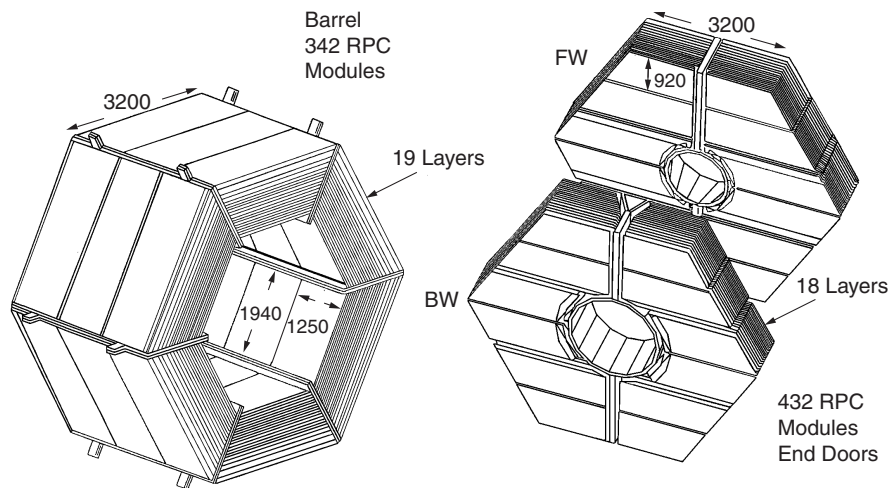


Figura 3.20: Rappresentazione schematica dell'arrangiamento delle lastre di ferro che costituiscono il flusso di ritorno del campo magnetico (IFR). Nella figura a sinistra è mostrata la sezione centrale mentre nella figura a destra vengono mostrate le due parti terminali.

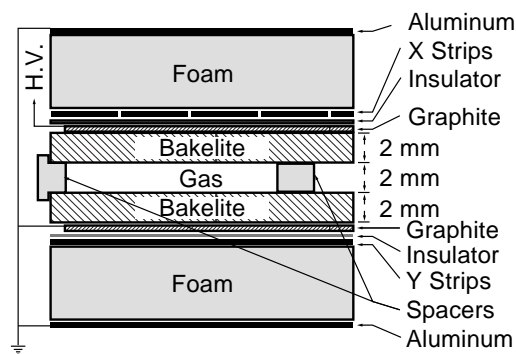


Figura 3.21: Rappresentazione schematica di un modulo RPC dell'IFR

basato sul fatto che una particella passando attraverso il modulo genera una carica elettrica che a sua volta induce una carica opposta nelle strisce di alluminio. La differenza di potenziale applicata consente di amplificare il segnale iniziale generando valanghe di elettroni secondari e accorciare i tempi di risposta che nel caso dei moduli esaminati sono dell'ordine del ns.

Le LST sono invece basate sul principio della camera a ionizzazione in regime di Geiger-Mueller. Ogni modulo è costituito da un insieme di 8 fili metallici di $100\mu\text{m}$ di diametro placcati d'argento e fra loro paralleli contenuti in un involucro plastico ricoperto di grafite. I fili sono immersi in un'atmosfera gassosa costituita da una miscela di Argon, Metano e Anidride Carbonica (rispettivamente 3, 8 e 89%) e isolati da una sottile parete intermedia. Ad ogni filo è poi applicata una differenza di potenziale compresa fra 5 e 6 KV rispetto all'involucro esterno. La rivelazione è basata sulla carica creata dal passaggio della particella ionizzante nel gas e raccolta direttamente sui fili e su strisce conduttrici ausiliare collocate sulle pareti esterne

del modulo. Una rappresentazione di un singolo modulo e dei suoi componenti è mostrata in figura 3.22.

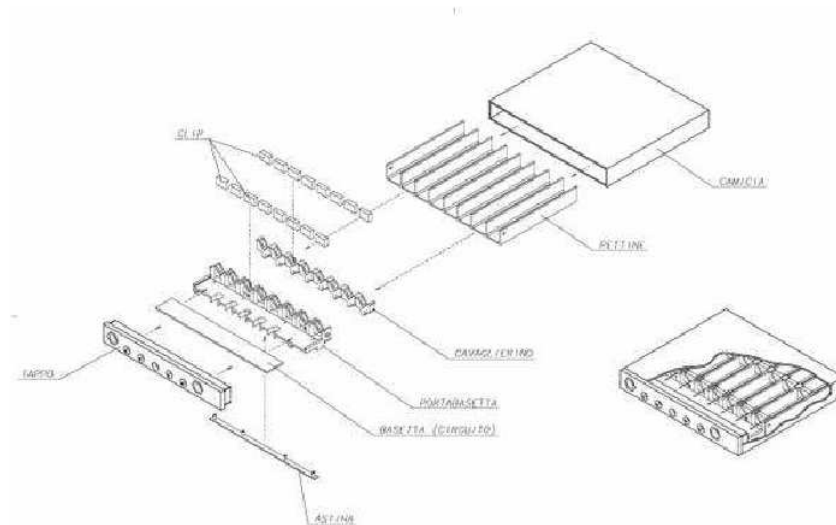


Figura 3.22: Rappresentazione schematica di un modulo LST.

L'efficienza del sistema composto (RPC+LST) per la rivelazione di muoni è stata misurata sia con campioni di dati $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ che tramite misure sui raggi cosmici ed è risultata essere in media del $\sim 90\%$, con una certa variabilità sul lungo periodo a causa delle modifiche che sono effettuate.

L'efficienza di separazione μ/π , considerando anche le informazioni provenienti da altre parti del rivelatore è invece di $\sim 77\%$ come verrà discusso più approfonditamente nel seguito.

3.2 Il rivelatore di SuperB

In questa sezione verranno illustrate brevemente esclusivamente le modifiche principali all'apparato di *BABAR* previste per *SuperB*.

Il layout del detector di *SuperB* è strettamente basato su quello di *BABAR* al fine di consentire il massimo reimpiego di componenti esistenti e conseguentemente ridurre i costi di messa in opera del nuovo esperimento. Ciò premesso diverse modifiche sono necessarie per consentire al detector di operare alla luminosità di progetto di $\mathcal{L} = 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e con un boost ridotto nel centro di massa a $\beta\gamma = 0.28$. Sarà quindi richiesta, in particolare, una migliore risoluzione delle tracce e dei vertici ed una maggiore copertura dell'angolo solido, oltre, ovviamente, ad una migliore reiezione dei fondi.

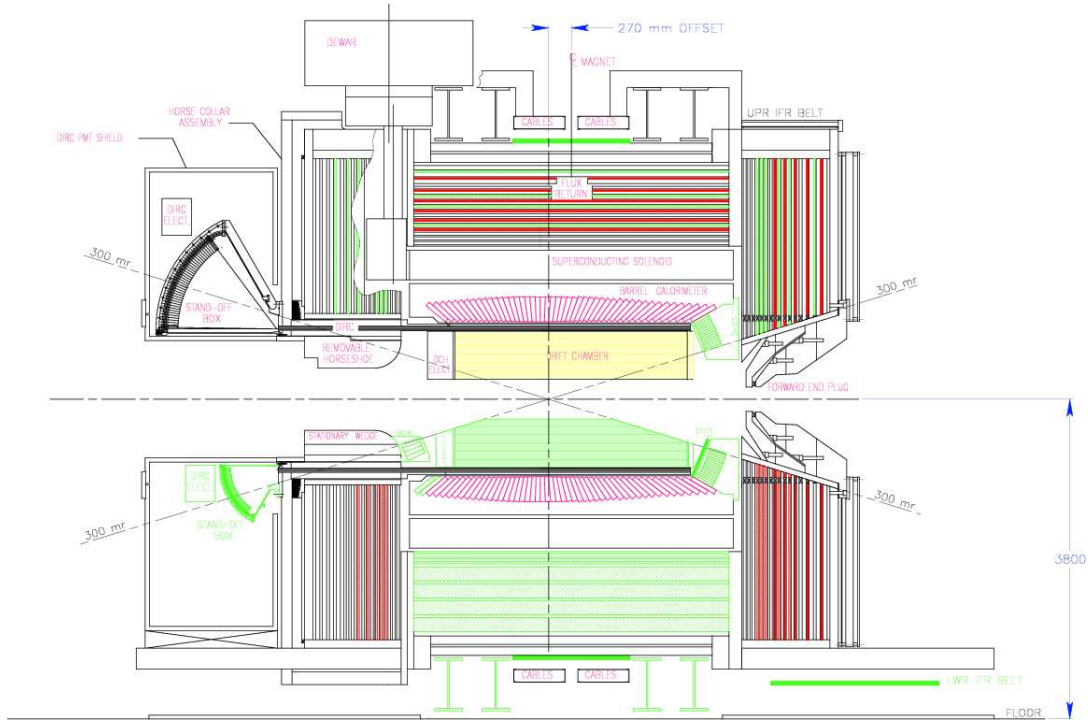


Figura 3.23: Il rivelatore di *SuperB*, sezione longitudinale. Nella parte superiore della figura è mostrato il rivelatore con le modifiche minime rispetto a *BABAR* necessarie per il suo utilizzo in *SuperB*; nella parte inferiore è mostrata una versione più generale che contiene alcune modifiche opzionali.

Le principali modifiche proposte riguardano il sistema di tracciatura (SVT+DCH) ed il calorimetro elettromagnetico (EMC) mentre il flusso di ritorno (IFR), il solenoide ed i radiatori in quarzo del DIRC possono essere riutilizzati apportando solo modifiche marginali.

A causa del boost ridotto del centro di massa per poter tracciare efficacemente i vertici di decadimento dei mesoni B è necessario includere un ulteriore strato interno nel SVT ad una distanza di 1.5 cm dall'asse del fascio.

La camera deriva (DCH) deve essere completamente ricostruita a causa del deterioramento dei componenti dovuto principalmente ai danni da radiazione. La

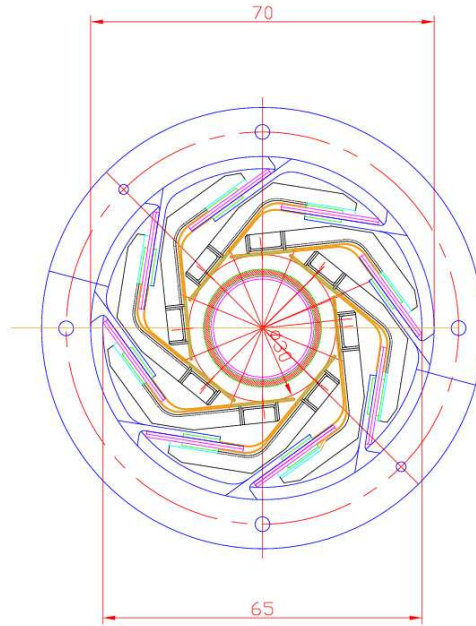


Figura 3.24: Rappresentazione del nuovo strato interno del SVT.

tipologia costruttiva così come la geometria definitiva verranno determinati da studi dedicati sull'entità dei fondi coinvolti a luminosità così elevate.

La parte centrale del calorimetro elettromagnetico verrà conservata integralmente mentre la regione periferica verrà sostituita con una nuova struttura in cui verranno impiegati cristalli di cerio (Ce) drogati con ortosilicato di lutezio (LSO) o ortosilicato di ittrio-lutezio (LYSO). Tali materiali offrono infatti un minor costante di scintillazione ed un raggio di Molière ridotto rispetto ai cristalli di ioduro di cesio permettendo una miglior risoluzione sia angolare che in energia. Inoltre tali materiali offrono una maggior resistenza alla radiazione e quindi hanno una vita media più lunga. E' allo studio anche la possibilità di estendere il calorimetro nella regione dell'end-cap posteriore al fine di ottenere una maggiore copertura dell'angolo solido.

Il DIRC verrà dotato di nuovi strumenti di lettura costituiti da nuovi tubi fotomoltiplicatori con un minor tempo di risposta o da rivelatori planari multicanale (Multi Channel Plate o MCP) al fine di ridurre i fondi legati ai fasci e migliorare la risoluzione.

L'IFR, infine, verrà accresciuto di ulteriori strati di ferro al fine di portare lo spessore totale a 7 lunghezze di radiazione per una migliore identificazione dei muoni.

E' allo studio anche l'aggiunta di ulteriori dispositivi di PID a piccoli angoli nelle zone non coperte dal DIRC; attualmente per questo scopo sono stati presi in considerazione un dispositivo basato sul tempo di volo (Time of Flight, TOF) ed un rivelatore Cerenkov in cui il mezzo radiante è costituito da un aerogel (ARICH).

Il costo totale, allo stato attuale, previsto per l'aggiornamento del rivelatore di *BABAR*, comprensivo dei costi di revisione e trasporto delle varie parti riutilizzabili e della manodopera si attesta intorno ai $40 \cdot 10^6$ euro.

Capitolo 4

Analisi dei dati

In questo capitolo verrà simulata l'analisi dei dati vera e propria per la ricerca del decadimento $\tau \rightarrow lll$ assumendo un campione di dati relativo ad una luminosità integrata di 75 ab^{-1} , come previsto per cinque anni di presa dati di *SuperB* [9].

La prima parte del capitolo, che descrive la fase di preselezione e di identificazione delle particelle (PID), è in comune con l'analisi già sviluppata nell'ambito di *BABAR* per il decadimento $\tau \rightarrow lll$.

Nella seconda parte verrà invece presentato un procedimento ad hoc per il calcolo dell'UL e verrà effettuata l'ottimizzazione dei tagli di selezione con i metodi precedentemente introdotti. Rispetto all'analisi già effettuata da *BABAR*, questo procedimento è necessario perché l'analisi è ottimizzata all'ottenimento del miglior limite superiore sul BR al 90% di confidenza nel caso di assenza di segnale; ciò comporta, in primissima approssimazione, che la selezione tende ad aumentare l'efficienza fino a che $\mathcal{O}(1)$ eventi sono attesi nella regione del segnale. Non è quindi corretto riscalare la sensibilità di *BABAR* a quella di *SuperB* senza riottimizzare i tagli al numero di eventi attesi alla luminosità di *SuperB*. Lo scopo di questo lavoro, oltre al calcolo dell'UL atteso, sarà quello di fornire, dove possibile, indicazioni utili alla progettazione del rivelatore di *SuperB*, al fine di ottenere la miglior sensibilità possibile ai decadimenti $\tau \rightarrow lll$.

Nel resto del capitolo, salvo diversamente specificato, verrà preso come riferimento l'apparato sperimentale dell'esperimento *BABAR* sia per quanto riguarda le tecniche di rivelazione che per quanto riguarda la misura di quantità fisiche. Come già detto, il rivelatore di *SuperB* è basato su quello di *BABAR* e dello stesso costituisce un'evoluzione, pertanto tutte le incertezze su misure di quantità fisiche che verranno utilizzate nel seguito possono essere viste, verosimilmente, come stime per difetto di quelle previste per il nuovo rivelatore, mentre le tecniche utilizzate continuano a rimanere valide.

4.1 Dati e Monte Carlo

Per lo studio dei fondi che affliggono la misura sono stati usati sia eventi MC generati nell'ambito della collaborazione *BABAR* che eventi reali registrati durante l'esperimento stesso. Questo modo di procedere è stato imposto principalmente da due fattori:

- 1) allo stato attuale non esistono eventi MC generati appositamente nell'ambito dell'esperimento *SuperB*;
- 2) non esistono all'interno dell'esperimento *BABAR* un quantità di eventi MC sufficienti a studiare i fondi QED, nello specifico la produzione di coppie $\mu^+\mu^-$ e lo scattering Bhabha.

Tutto ciò, insieme alle altre scelte effettuate per la misura, verrà discusso più approfonditamente nel seguito.

4.1.1 Segnale

Gli eventi di segnale consistono di una coppia di τ , prodotti in reazioni $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, dei quali il primo decade secondo il canale di LFV in esame mentre l'altro decade in accordo ai canali noti.

Tutti i sei canali di LFV in esame sono generati separatamente, i.e.:

- $\tau^+ \longrightarrow e^+e^-e^+$
- $\tau^+ \longrightarrow e^+e^-\mu^+$
- $\tau^+ \longrightarrow e^+e^+\mu^-$
- $\tau^+ \longrightarrow \mu^+\mu^-e^+$
- $\tau^+ \longrightarrow \mu^+\mu^+e^-$
- $\tau^+ \longrightarrow \mu^+\mu^-\mu^+$

Per ogni canale sono stati generati un totale di 3.94×10^5 eventi ugualmente ripartiti fra τ^+ e τ^- al fine di rispettare la simmetria di carica.

La coppia primaria di τ è prodotta dal generatore KK2f [67]-[68] in seguito il τ di tagging decade in accordo alle librerie TAUOLA [69]-[70], mentre il τ di segnale decade con spazio delle fasi piatto, in modo da ottenere delle stime sull'UL indipendenti dal modello di LFV.

La radiazione dei leptoni nello stato finale è stata simulata con PHOTOS [72], mentre la propagazione delle particelle nel rivelatore è descritta da una simulazione fedele dell'apparato di *BABAR* basata sul pacchetto GEANT4 [74].

4.1.2 Eventi di fondo

Gli eventi di fondo che affliggono maggiormente la misura e che sono stati considerati in questa analisi possono essere raggruppati in tre classi principali:

- Produzione di coppie $q\bar{q}$:
ulteriormente suddivisibili in $u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$, $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$;
- Fondi QED:
ovvero produzione di coppie $\mu^+\mu^-$ e scattering Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$;

- Fondi $\tau^+\tau^-$ generici:
che includono tutti i decadimenti del τ senza LFV.

I fondi $\tau^+\tau^-$ sono stati generati con KK2f e fatti decadere secondo TAUOLA in maniera analoga ai τ di tagging. Le coppie $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) sono state generate con JETSET [73] mentre i decadimenti dei quark $b\bar{b}$ sono stati simulati con EvtGen [72].

Il numero di eventi generati per ogni canale e le rispettive sezioni d'urto così come le luminosità integrate equivalenti sono riportate in tabella 4.1.

Tabella 4.1: Caratteristiche principali dei campioni MC utilizzati nella presente analisi.

Fondo	Evento MC	σ (nb)	\mathcal{L}_{MC}
$b\bar{b}$	50% $e^+e^- \rightarrow B^+B^-$, 50% $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$	1.1	1189
$c\bar{c}$	$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	1.3	860
uds	$e^+e^- \rightarrow u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$	1.09	746
$\tau^+\tau^-$	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.92	471

Come già anticipato, a differenza dei canali $q\bar{q}$ e $\tau^+\tau^-$, i campioni per lo studio dei fondi QED sono stati estratti direttamente dai dati a causa di una statistica insufficiente nei corrispondenti canali MC. Le tecniche usate, diverse per i vari canali di LFV verranno illustrate nel capitolo seguente.

4.2 Preselezione

La fase di preselezione degli eventi candidati all'analisi si sviluppa attraverso due passi principali: in un primo momento viene operata una selezione preliminare in cui vengono usate le informazioni primarie del rivelatore per ottenere una drastica riduzione dei fondi, mentre nella seconda si passa alla ricostruzione vera e propria dell'evento d'interesse richiedendo che possieda specifiche caratteristiche.

La procedura completa si sviluppa attraverso i cinque passi che sono riassunti di seguito e che verranno esaminati nei prossimi paragrafi:

- Fase Preliminare
 - Preselezione di Trigger
 - Preselezione con filtri BGF (BackGround Filters)
- Fase di Ricostruzione
 - Preselezione sulla qualità delle tracce
 - Preselezione sulla conservazione della carica
 - Preselezione sulla topologia

In tutti i successivi calcoli di questa sezione salvo diversamente specificato resta inteso che per la massa delle particelle viene assunta la massa del π carico.

4.2.1 Fase preliminare

Trigger

All'evento viene richiesto di soddisfare entrambi i requisiti identificati da L3OutDch e L3OutEmc a livello di trigger:

- L3OutDch
Usa le informazioni provenienti dalla camera a deriva e richiede di soddisfare disgiuntamente almeno una fra le seguenti condizioni:
 - DCH1: nell'evento è presente almeno una traccia con impulso $p_T > 600$ MeV/c, e la traccia ricostruita dista meno di $d_{xy} < 1$ cm nel piano trasversale all'asse del fascio e meno di $d_z < 7$ cm in direzione longitudinale dal punto d'interazione.
 - DCH2: nell'evento sono presenti 2 tracce con impulso $p_T > 250$ MeV/c e distanze dal punto d'interazione $d_{xy} < 1.5$ cm e $d_z < 10$ cm.
- L3OutEmc
pone delle condizioni sulla risposta del calorimetro elettromagnetico; si richiede che almeno una delle seguenti condizioni sia soddisfatta
 - EMC1 presenza di almeno due depositi con energia $E > 350$ MeV ed una massa invariante totale $M > 1.5$ GeV/ c^2
 - EMC2 presenza di almeno 4 depositi nel calorimetro con energia $E > 100$ MeV ed una massa invariante $M > 1.5$ GeV/ c^2 .

Filtri

Per una ulteriore riduzione dei fondi vengono usati alcuni filtri standard di pre-selezione, in particolare viene richiesto che l'evento sopravviva ad almeno uno dei seguenti filtri:

- Multi Hadron BGF
Il criterio di selezione fa uso dei cosiddetti momenti di Fox-Wolfram [76] definiti dalla relazione:

$$P_l = \sum_{i,j} \frac{|p_i||p_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{i,j}) \quad (4.1)$$

In particolare si richiede che l'evento abbia almeno 3 tracce cariche e che il secondo momento di Fox-Wolfram soddisfi $R_2 < 0.8$. I momenti di Fox-Wolfram quantificano la distribuzione angolare dell'evento tendendo a 0 per distribuzioni "sferiche" degli impulsi ed a 1 per eventi "back to back" con due sole particelle.

- Tau BGF
Richiede la presenza di almeno due tracce cariche nell'evento ed una carica totale nulla. Vengono inoltre imposti i seguenti requisiti sull'impulso delle due tracce con maggior momento

- $p_1 + p_2 < 9\text{GeV}/c$
- $E_1 + E_2 < 5\text{GeV}$
- $E_1/p_1c, E_2/p_2c < 0.8$
- $E_{tot} - p_1c - p_2c > 0$
- $(p_1 + p_2)/(E_{tot} - p_1 - p_2) > 0.07$

Il primo criterio riduce principalmente la contaminazione derivante da eventi adronici con produzione di particelle neutre, mentre il secondo aiuta ad eliminare eventi con produzione di coppie $q\bar{q}$.

4.2.2 Ricostruzione dell'evento

Nella seconda fase gli eventi sopravvissuti alla selezione preliminare vengono ulteriormente ridotti facendo uso delle quantità ricostruite dell'evento. Ciò avviene attraverso l'imposizione dei seguenti ulteriori tagli:

- Conservazione della carica
La carica totale dell'evento deve sommarsi a 0. In questo modo si riesce a ridurre la contaminazione da eventi $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ in cui una o più particelle non vengono rilevate trovandosi fuori dall'accettanza del detector.
- Presenza di quattro tracce cariche ben ricostruite
Viene richiesto che nell'evento siano presenti esattamente quattro tracce che soddisfino ai requisiti seguenti:
 - Accettanza:
Tutte le tracce devono avere $0.41 < \theta_{lab} < 2.46$ in modo da essere comprese nell'accettanza angolare del calorimetro elettromagnetico.
 - Impulso trasverso:
Tutte le tracce ricostruite devono avere impulso trasverso minimo $p_{T,min} > 0.1\text{GeV}/c$.
 - Impulso massimo:
L'impulso massimo di ogni particella deve soddisfare $p_{max} < 10 \text{ GeV}/c$. Questo taglio piuttosto ridondante aumenta l'efficienza di ricostruzione rigettando eventi malricostruiti.
- Numero di depositi nel calorimetro:
Per ridurre la contaminazione da eventi adronici ad elevata molteplicità vengono rigettate le tracce che presentano più di 6 depositi neutri associati all'interno del calorimetro elettromagnetico con energia eccedente i 100 MeV ciascuno.
- Topologia
Il taglio sulla topologia dell'evento rappresenta la parte finale della fase di preselezione. Per introdurlo è necessario definire l'asse fiduciario o, più correttamente, "Thrust Axis" [77], come il versore che massimizza la quantità seguente:

$$T = \frac{\sum_{i=0}^4 |\hat{T}| |\vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (4.2)$$

essendo p_i i momenti associati sia alle 4 tracce cariche precedentemente selezionate.

La definizione dell'asse fiduciario permette di dividere lo spazio delle traiettorie in due emisferi disgiunti tramite un piano normale all'asse fiduciario e passante per il vertice d'interazione. In questo modo l'angolo fra l'asse fiduciario e l'impulso della singola particella definisce univocamente l'emisfero di appartenenza della particella stessa permettendo di distinguere gli eventi in base al numero di particelle presenti nei due emisferi. Si richiede quindi che l'evento abbia una topologia 1-3 intendendo con questo che un emisfero contiene esattamente 3 tracce cariche mentre l'altro ne contiene esattamente una. L'emisfero con una sola traccia ed il τ associato prende il nome di emisfero di tagging, mentre l'altro prende il nome di emisfero di segnale. Posto che l'evento considerato soddisfi alle condizioni topologiche richieste nell'ipotesi che le singole particelle abbiano la massa del π si procede con un ulteriore affinamento del campione. Alle singole tracce la viene attribuita la massa corretta per il canale in esame e viene ricalcolata la massa invariante, che deve soddisfare alla condizione $M < 3.5 \text{ GeV}/c^2$. Nel caso dei canali $\mu^+e^-e^+$ e $\mu^+\mu^-e^+$ in cui sono possibili ambiguità entrambe le ipotesi di massa vengono provate per ogni particella e l'evento è accettato se soddisfa la richiesta sulla massa invariante in almeno uno dei due casi.

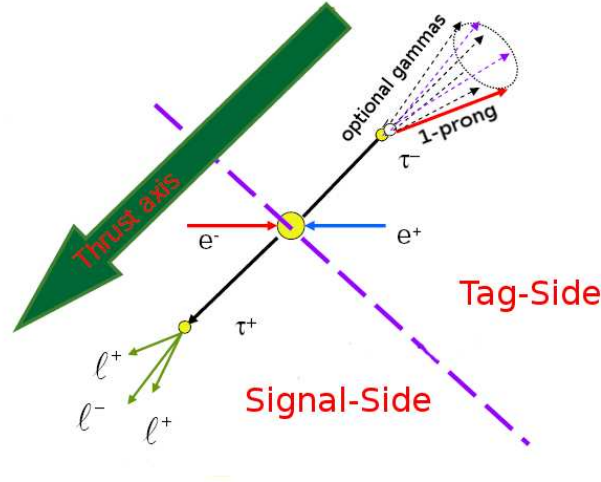


Figura 4.1: Rappresentazione schematica della topologia richiesta in sede di preselezione al decadimento $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$.

4.2.3 Risultati della preselezione

Le efficienze dei vari tagli illustrati nelle sezioni precedenti sugli eventi MC per i fondi e per il segnale sono riassunti nelle tabelle 4.2-4.4, mentre in tabella 4.4 vengono riportati gli effetti dei tagli sui dati raccolti da *BABAR*.

Tabella 4.2: Efficienze percentuali per i vari tagli applicati in fase di preselezione al segnale MC.

Canale	Preliminari	4 Tracce	Carica	Topologia	Totale
$e^+e^-e^+$	44.2	92.8	98.8	99.5	40.3
$e^+e^-\mu^+$	45.4	94.6	99.1	99.6	42.4
$e^+e^+\mu^-$	45.6	94.7	99.1	99.6	42.6
$\mu^+\mu^-e^+$	46.7	93.8	99.0	99.6	43.2
$\mu^+\mu^+e^-$	47.7	93.7	99	99.5	43.2
$\mu^+\mu^-\mu^+$	48.3	95.7	99.2	99.6	45.7

Tabella 4.3: Efficienze percentuali per i vari tagli applicati in fase di preselezione ai fondi MC.

Canale	Preliminari	4 Tracce	Carica	Topologia	Totale
$b\bar{b}$	1.94	32.8	64.2	82.8	0.34
$c\bar{c}$	4.39	46	72.6	89.1	1.28
uds	7.53	48.8	79.8	91.1	2.67
$\tau^+\tau^-$	14.52	85.8	98.8	99.6	12.3

Tabella 4.4: Efficienze percentuali per i vari tagli applicati in fase di preselezione ai dati registrati da *BABAR*.

Canale	Preliminari	4 Tracce	Carica	Topologia	Totale
On-Peak	3.77	55	86.1	93.5	1.67
Off-Peak	3.98	55.9	86.9	93.6	1.84

4.3 Identificazione delle tracce

L'identificazione delle particelle negli eventi preselezionati avviene sfruttando le informazioni che giungono da tutte le parti costituenti il rivelatore in misura diversa a seconda del tipo di particella in esame. Gli algoritmi usati sono del tipo ad albero di decisione (Bagged Decision Tree, BDT) che risultano avere un potere discriminativo maggiore di procedure basate su tagli delle variabili di controllo. Tali algoritmi vengono "addestrati" in maniera analoga ad una rete neurale usando campioni di dati opportunamente scelti in cui l'identità delle particelle da identificare è ben nota. A seconda dei parametri e delle variabili di ingresso gli algoritmi che si ottengono permettono livelli di selezione differenti in base alla capacità di reiezione dei fondi e all'efficienza di identificazione. Per alcuni canali, dove ciò si riveli opportuno, verranno usati criteri più lassi, ovvero con una maggiore efficienza ed una maggiore probabilità di misidentificazione mentre per altri verranno usati criteri più stringenti e quindi con una minore efficienza di selezione. Tutti gli algoritmi usati sono stati sviluppati dal team di *BABAR*.

4.3.1 Elettroni

Per l'identificazione degli elettroni è stato usato un algoritmo BDT che per operare l'identificazione fa uso di un vettore di 36 variabili d'ingresso. L'addestramento del BDT è stato effettuato usando set di dati di controllo opportuni ad alta purezza, nello specifico sono stati usati: eventi di scattering Bhabha per il set di elettroni, decadimenti $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ e decadimenti inclusivi $\tau \rightarrow 3\pi$ per il set di pioni e decadimenti a due corpi degli adroni Λ e D^0 per gli adroni più pesanti. Dato l'alto numero di variabili usate verranno illustrate brevemente solo quelle più significative, intese come quelle che offrono il maggior potere discriminativo. In questo senso le grandezze più interessanti provengono dal calorimetro elettromagnetico EMC, in particolare per quanto concerne la misura dell'energia e quindi del rapporto E/p che per gli elettroni deve essere comparabile con l'unità, mentre per gli adroni è atteso essere decisamente minore. Altre quantità rilevanti riguardano la distribuzione dei cristalli con depositi di energia associati alla traccia e quindi la distribuzione dello sciame all'interno del calorimetro stesso. Nella figura 4.2 sono mostrate le efficienze di identificazione degli elettroni e la probabilità di misidentificazione per i pioni in funzione dell'impulso e dell'angolo nel laboratorio usando esclusivamente i dati provenienti dal calorimetro elettromagnetico.

All'algoritmo BDT oltre ai dati provenienti dal calorimetro vengono poi fornite altre quantità misurate nelle diverse parti del rivelatore, oltre a variabili appositamente costruite, per migliorare l'efficienza di identificazione.

Fra le più significative si citano:

- La perdita di energia per unità di spessore dE/dx nelle camere deriva
- L'angolo Cherenkov θ_C nel DIRC
- I rapporti delle funzioni di verosimiglianza, definiti come:

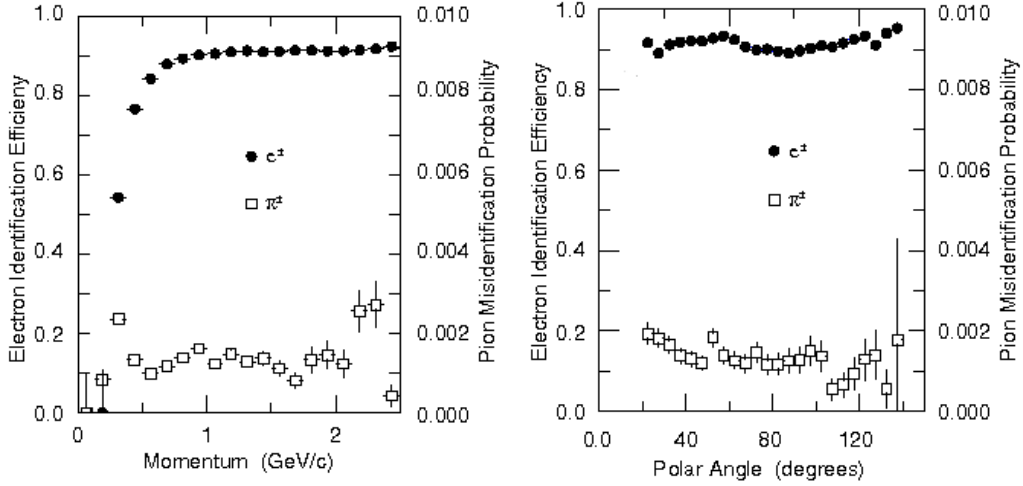


Figura 4.2: Efficienza di identificazione degli elettroni e probabilità di misidentificazione dei pioni in funzione dell'impulso (sinistra) e dell'angolo della traccia nel laboratorio (destra).

$$F_{\xi'} = \frac{f_{\xi'} L(\xi')}{\sum_{\xi} f_{\xi} L(\xi)} \quad (4.3)$$

dove $\xi = e, \pi, K, p$, f_{ξ} sono le abbondanze relative ($f_e : f_{\pi} : f_K : f_p = 1 : 5 : 1 : 0, 1$) e la funzione di verosomiglianza $L(\xi)$ è data da:

$$L(\xi) = P_{SVT}(dE/dx|\xi) \cdot P_{DCH}(dE/dx|\xi) \cdot P_{DRC}(\theta_C) \quad (4.4)$$

Le efficienze complessive di identificazione per i canali di segnale e di fondo verranno mostrate alla fine del capitolo.

4.3.2 Muoni

La strategia di identificazione usata per i μ è simile a quella già descritta per gli elettroni, anche se cambiano, come ovvio, l'algoritmo e le informazioni del rivelatore usate. Lo strumento principale per l'identificazione dei μ è dato dai rivelatori del flusso di ritorno del campo magnetico (IFR). In particolare il dato più significativo riguarda il numero di lunghezze di radiazione che la particella percorre attraversandolo. Informazioni supplementari possono essere estratte osservando il numero di hits nell'IFR e la distribuzione degli stessi, che è atteso essere più elevato e più concentrato negli strati interni per i π che per i muoni.

Nello specifico risultano di interesse pratico per l'identificazione le seguenti quantità:

- Numero di lunghezze di radiazione attraversate dalla particella comprese fra il vertice d'interazione e l'ultimo hit nell'IFR
- Numero di hit nell'IFR per ogni layer e sua distribuzione

per migliorare ulteriormente l'identificazione vengono utilizzate le seguenti quantità che si affiancano ai dati forniti dall'IFR:

- Energia depositata nel calorimetro elettromagnetico, che deve essere compatibile con una MIP (Minimum Ionizing Particle)
- Impulso e numero di hits misurato nelle camere a deriva DCH

Alla fine il totale delle variabili utilizzate per l'identificazione ammonta a 22; nelle figure 4.3, analoghe alle figure 4.2, viene mostrata l'efficienza e la probabilità di misidentificazione dei pioni in funzione dell'impulso e dall'angolo della traccia nel laboratorio.

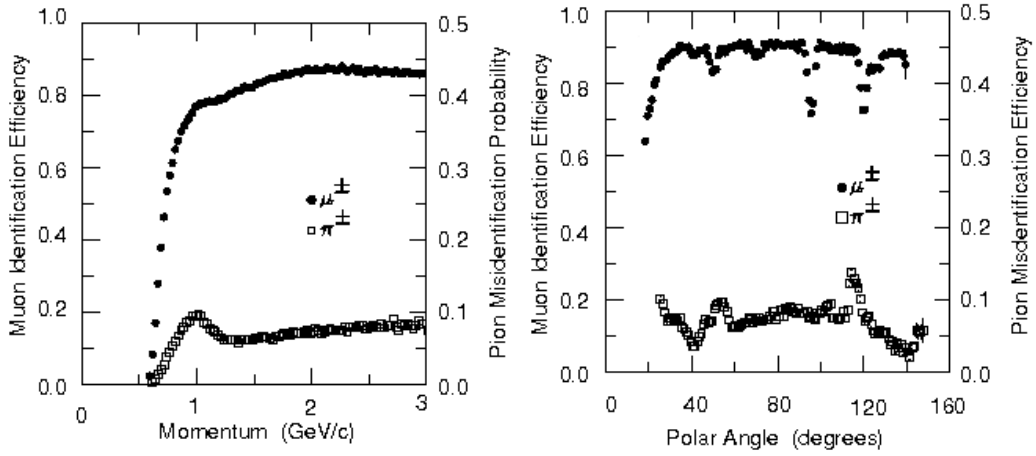


Figura 4.3: Efficienza di identificazione degli elettroni e probabilità di misidentificazione dei pioni in funzione dell'impulso (sinistra) e dell'angolo della traccia nel laboratorio (destra).

4.3.3 Dati e Monte Carlo

Poichè in questo studio, come già premesso, vengono usati sia eventi MC che dati raccolti dall'esperimento *BABAR* occorre indagare se l'efficienza di PID per i due campioni sia o meno la stessa per evitare di introdurre una possibile fonte di errore sistematico. Un ulteriore motivo per introdurre questa procedura risiede nel fatto che quando si passerà alla vera raccolta dati le efficienze di PID potrebbero non essere le stesse; risulta quindi comodo introdurre lo schema di pesatura degli eventi già introdotto con successo da *BABAR* [12].

Nelle figure [4.4,4.5] sono rappresentate le efficienze di identificazione per e e μ e le probabilità di misidentificazione per i pioni negli stessi due canali in funzione dell'impulso e dell'angolo polare nel laboratorio.

Come si può vedere ci sono delle discrepanze evidenti per i due campioni che variano in funzione dei vari parametri cinematici associati alla traccia. Per eliminare tali discrepanze viene usato uno schema di pesatura degli eventi MC nel modo seguente: l'informazione originaria degli eventi MC sulla natura della particella viene

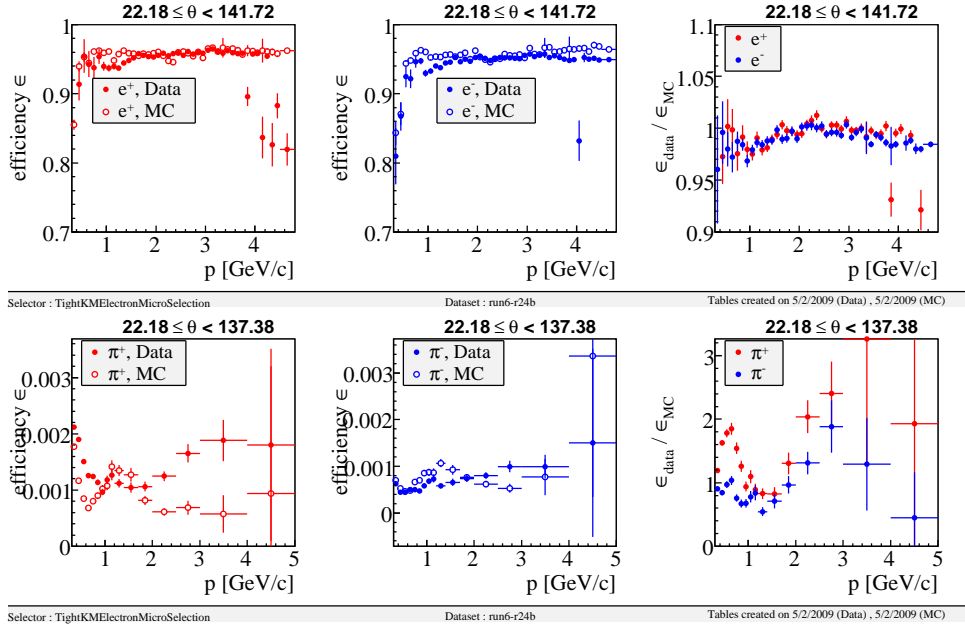


Figura 4.4: Sopra: confronto fra le efficienze di PID per gli elettroni per i dati MC ed i dati di *BABAR* in funzione dell'impulso. Sotto: confronto fra le probabilità di misidentificazione dei pioni come elettroni negli stessi due casi.

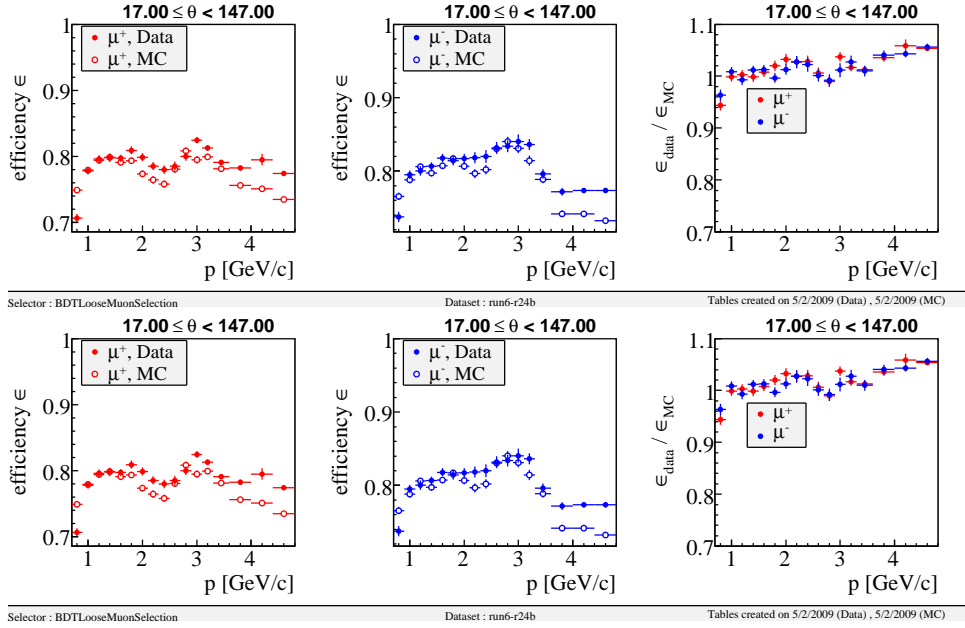


Figura 4.5: Sopra: confronto fra le efficienze di PID per muoni per i dati MC ed i dati di *BABAR* in funzione dell'impulso. Sotto: confronto fra le probabilità di misidentificazione per pioni come muoni negli stessi due casi.

completamente ignorata ed ad ogni traccia viene associata una probabilità di identificazione così come ottenuta da apposite tabelle empiriche costruite raccogliendo sample di dati cinematicamente selezionati. In questo modo il PID degli eventi MC riproduce esattamente quanto viene osservato nei dati e si evita di introdurre una

fonte di errore sistematico. Il peso totale di un evento è ottenuto dal prodotto dei pesi delle singole tracce che lo compongono; a tal fine vengono considerate solo le tracce nell'emisfero di segnale mentre l'informazione sulla traccia di tagging viene, almeno per ora, ignorata.

4.3.4 Selezione degli algoritmi e risultati

Per ogni tipo di leptone nello stato finale sono stati testati due differenti tipi di selettori PID, uno con una maggior efficienza di selezione identificato con il suffisso Tight ed uno con una minor efficienza designato con il suffisso Loose. Per tutti i canali di segnale entrambi i selettori sono stati testati ed alla fine è stato scelto quello che offriva il minor valore per il rapporto

$$R = \frac{N_{Obs}}{\epsilon} = \frac{N_{Sign} + N_{BKG}}{\epsilon} \quad (4.5)$$

dove $N_{Obs} = N_{Sign} + N_{BKG}$ è il numero di eventi osservati dato dalla somma degli eventi di segnale e degli eventi di segnale ed ϵ è l'efficienza di selezione per il canale considerato. Come mostrato nella tabella 4.5 solo nei canali con un solo muone nello stato finale si sono rivelati più efficaci i selettori con criteri di reiezione più lassi per i μ al fine di minimizzare il valore di R .

Tabella 4.5: Algoritmi di identificazione usati nella presente analisi per elettroni e muoni rispettivamente per i vari canali di segnale.

Canale	Elettroni	Muoni
$e^-e^+e^-$	BDT Tight	
$\mu^-e^+e^-$	BDT Tight	BDT Loose
$\mu^+e^-e^-$	BDT Tight	BDT Loose
$e^-\mu^+\mu^-$	BDT Tight	BDT Tight
$e^+\mu^-\mu^-$	BDT Tight	BDT Tight
$\mu^-\mu^+\mu^-$		BDT Tight

Tabella 4.6: Efficienza di selezione del PID per gli eventi preselezionati sia per il segnale che per i fondi per i vari canali esaminati.

Canale di LFV	Segnale MC	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	uds	$\tau^+\tau^-$
$e^+e^-e^+$	0.766	2.5×10^{-3}	3.8×10^{-5}	7.8×10^{-6}	5.6×10^{-5}
$e^+e^-\mu^+$	0.644	4.0×10^{-3}	5.7×10^{-5}	2.4×10^{-5}	1.4×10^{-4}
$e^+e^+\mu^-$	0.645	2.0×10^{-3}	1.2×10^{-5}	8.8×10^{-7}	5.2×10^{-7}
$\mu^+\mu^-e^+$	0.432	4.3×10^{-3}	7.6×10^{-5}	3.7×10^{-5}	1.9×10^{-4}
$\mu^+\mu^+e^-$	0.433	2.2×10^{-3}	3.8×10^{-5}	5.1×10^{-5}	5.7×10^{-6}
$\mu^+\mu^-\mu^+$	0.327	2.1×10^{-4}	8.0×10^{-5}	2.7×10^{-5}	4.2×10^{-5}

Con le scelte effettuate l'efficienza di selezione del singolo elettrone è stata misurata essere di $\sim 91\%$ contro il $\sim 77\%$ per il singolo muone. Le efficienze di selezione

ottenute con il PID sono riportate nella tabella 4.6 sia per il segnale che per i fondi per i vari canali esaminati.

4.4 Il piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$

Nel seguito l'analisi vera a propria degli eventi di segnale verrà sviluppata nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$, dove ΔE e ΔM_{ec} , entrambe definite nel riferimento del centro di massa, sono date dalle seguenti espressioni:

$$\Delta E \equiv E_{rec}^* - E_{beam}^* \quad (4.6)$$

$$\Delta M_{ec} \equiv M_{ec} - m_\tau \quad (4.7)$$

e dove

$$M_{ec} = \sqrt{\frac{E_{beam}^{*2}}{c^4} - \frac{|\vec{p}_{3l}^*|^2}{c^2}}. \quad (4.8)$$

ΔE rappresenta la differenza di energia totale nell'emisfero di segnale nel riferimento del centro di massa essendo data dalla differenza fra l'energia totale ricostruita nell'emisfero di segnale E_{ec}^* e dall'energia del fascio E_{beam}^* . M_{ec} prende il nome di massa E-vincolata (Energy Costrained, EC) essendo dipendente dall'energia del fascio e dal 3-impulso delle particelle di segnale nello stato finale.

Poiché per il segnale nessun neutrino è presente nello stato finale la distribuzione delle variabili sopra definite è attesa essere piccata nell'origine del piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$. In pratica la risoluzione finita del rivelatore e i fenomeni di radiazione, tanto nello stato iniziale quanto nello stato finale, oltre alle perdite di energia per bremsstrahlung causano un allargamento della distribuzione stessa. Di fatto, dato che l'energia del τ che decade non è direttamente misurabile ed i processi citati sono processi che comportano perdita di energia la distribuzione sarà allargata preferibilmente verso valori negativi sia di ΔE che di ΔM_{ec} . Ciò sarà tanto più vero per canali contenenti più elettroni nello stato finale, in quanto maggiormente soggetti a perdita di energia per irraggiamento.

Per comodità vengono subito definite alcune regioni del piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ di fondamentale importanza per la successiva analisi: la regione di segnale o Signal Box (SB), una regione di dimensioni maggiori contenente la precedente detta Large Box (LB) e la regione ottenuta dalla differenza fra le regione precedenti detta Grand Sideband (GS).

Nel seguito dell'analisi si cercherà, ottimizzando i tagli di selezione, proprio di definire la regione di segnale SB che minimizza, sostanzialmente, il rapporto fra eventi di fondo e accettazione del segnale. Poiché la distribuzione degli eventi nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ è diversa per i vari canali di segnale, come ben visibile in figura 4.8, sarà necessario procedere singolarmente alla definizione della regione di ottimale.

La regione definita come Large Box (LB) verrà invece utilizzata per studiare la distribuzione dei fondi, quindi, posto che sia definita in modo da contenere la regione di segnale, l'unica richiesta rilevante per la sua costruzione è che contenga un numero sufficiente alto di eventi. La LB verrà quindi scelta uguale per tutti i canali.

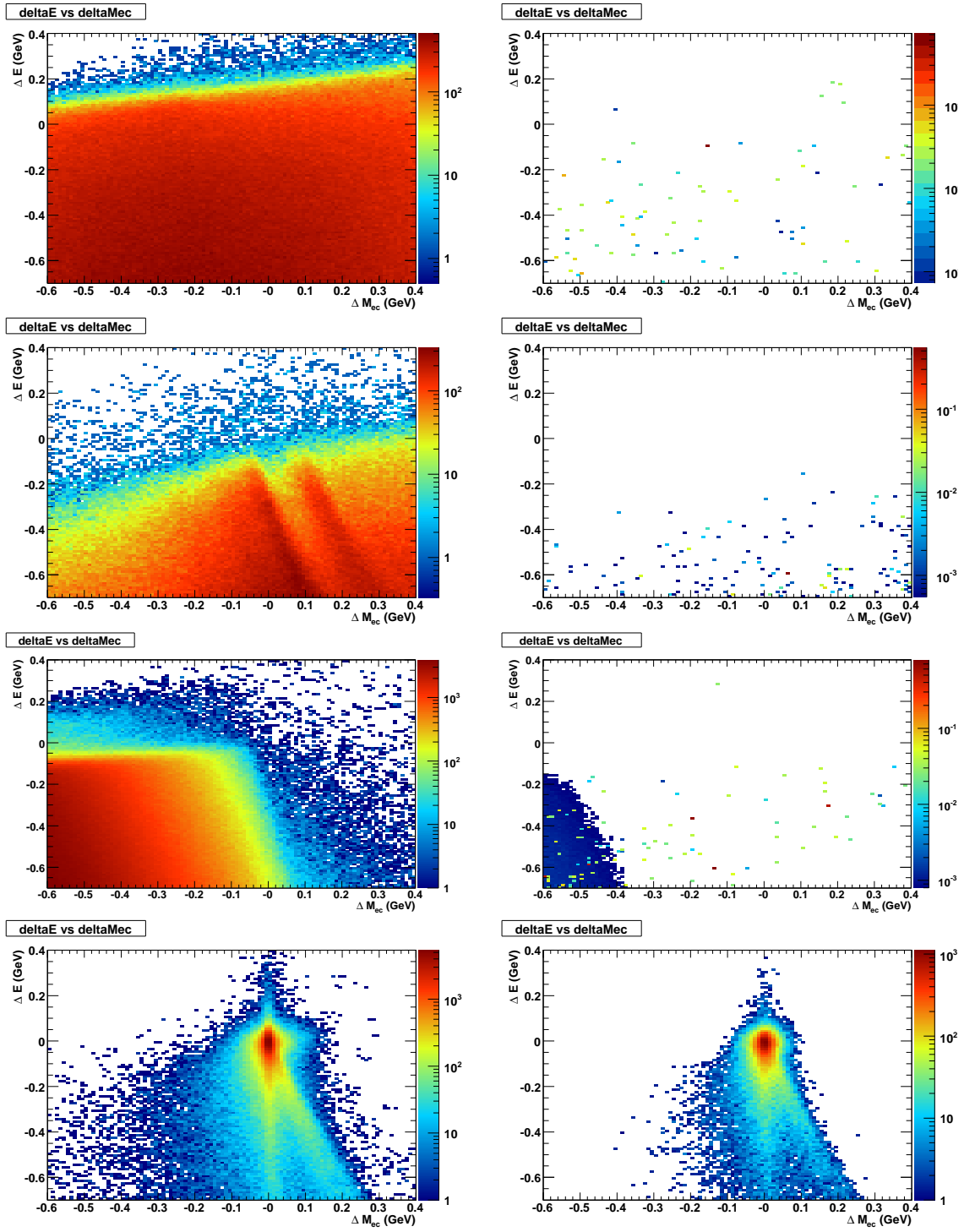


Figura 4.6: Distribuzione degli eventi nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ per i fondi e per il segnale prima (a sinistra) e dopo (a destra) l'applicazione degli algoritmi di identificazione per il canale $\tau^+ \rightarrow e^+ e^- \mu^+$. Dall'alto verso il basso rispettivamente: uds , $c\bar{c}$, $\tau\tau$ d) segnale (scala in GeV con $c=1$).

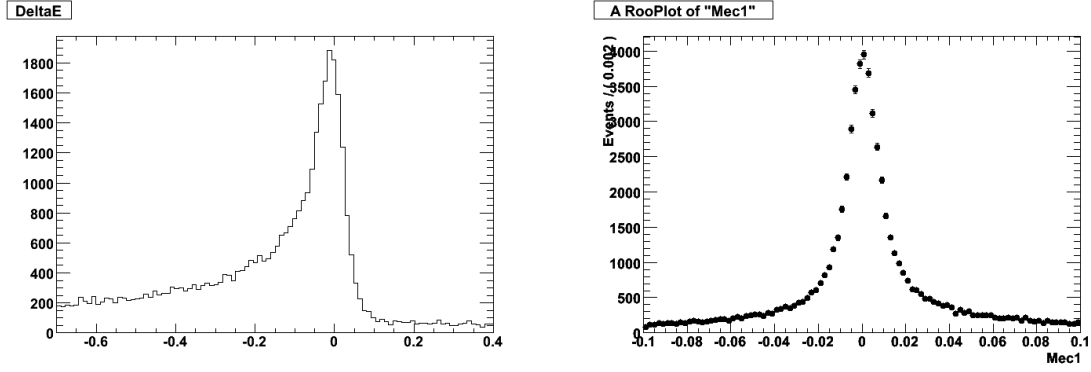


Figura 4.7: Distribuzione di ΔE e ΔM_{ec} per il canale $\tau \rightarrow \mu^- e^+ e^-$ (in GeV con $c=1$).

La regione intermedia GS verrà invece usata per determinare la distribuzione risultante del fondo, così come data dalla somma dei singoli contributi, normalizzandola ai dati raccolti da *BABAR* opportunamente riscaldati. Ciò eviterà di dover usare le sezioni d'urto teoriche per i singoli processi coinvolti nella generazione dei fondi, eliminando quindi una possibile fonte di errore sistematico.

La dimensione iniziale della SB è stata determinata fittando la distribuzione del MC di segnale con una gaussiana asimmetrica di media μ e semilarghezze σ_L e σ_R rispettivamente, ovvero una funzione del tipo:

$$f(x) = \begin{cases} N_{norm} e^{\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_L^2}\right)} & x < \mu \\ N_{norm} e^{\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_R^2}\right)} & x > \mu \end{cases}$$

E' stato quindi scelto un intervallo $[\mu - 3\sigma_L; \mu + 3\sigma_R]$ per entrambe le variabili; i valori dei singoli intervalli sono riportati in tabella 4.7 dove sono riportati anche i valori per la LB, identica per tutti i canali.

Tabella 4.7: Valori iniziali per i limiti della regione di segnale e della LB nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$.

$\tau \rightarrow$	$e^-e^+e^-$	$\mu^+e^-e^-$	$\mu^-e^+e^-$	$e^+\mu^-\mu^-$	$e^-\mu^+\mu^-$	$\mu^-\mu^+\mu^-$	LB
$\Delta M_{ec \text{ Min}} \text{ GeV}/c^2$	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03	-0.025	-0.6
$\Delta M_{ec \text{ Max}} \text{ GeV}/c^2$	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.025	0.4
$\Delta E_{Min} \text{ GeV}$	-0.30	-0.35	-0.30	-0.35	-0.30	-0.25	-0.7
$\Delta E_{Max} \text{ GeV}$	0.1	0.10	0.05	0.10	0.05	0.10	0.4

4.5 Le variabili di selezione

Dopo la fase di preselezione, nella regione di segnale sopravvive comunque un numero di eventi di fondo non trascurabile; è quindi necessario selezionare ulteriormente

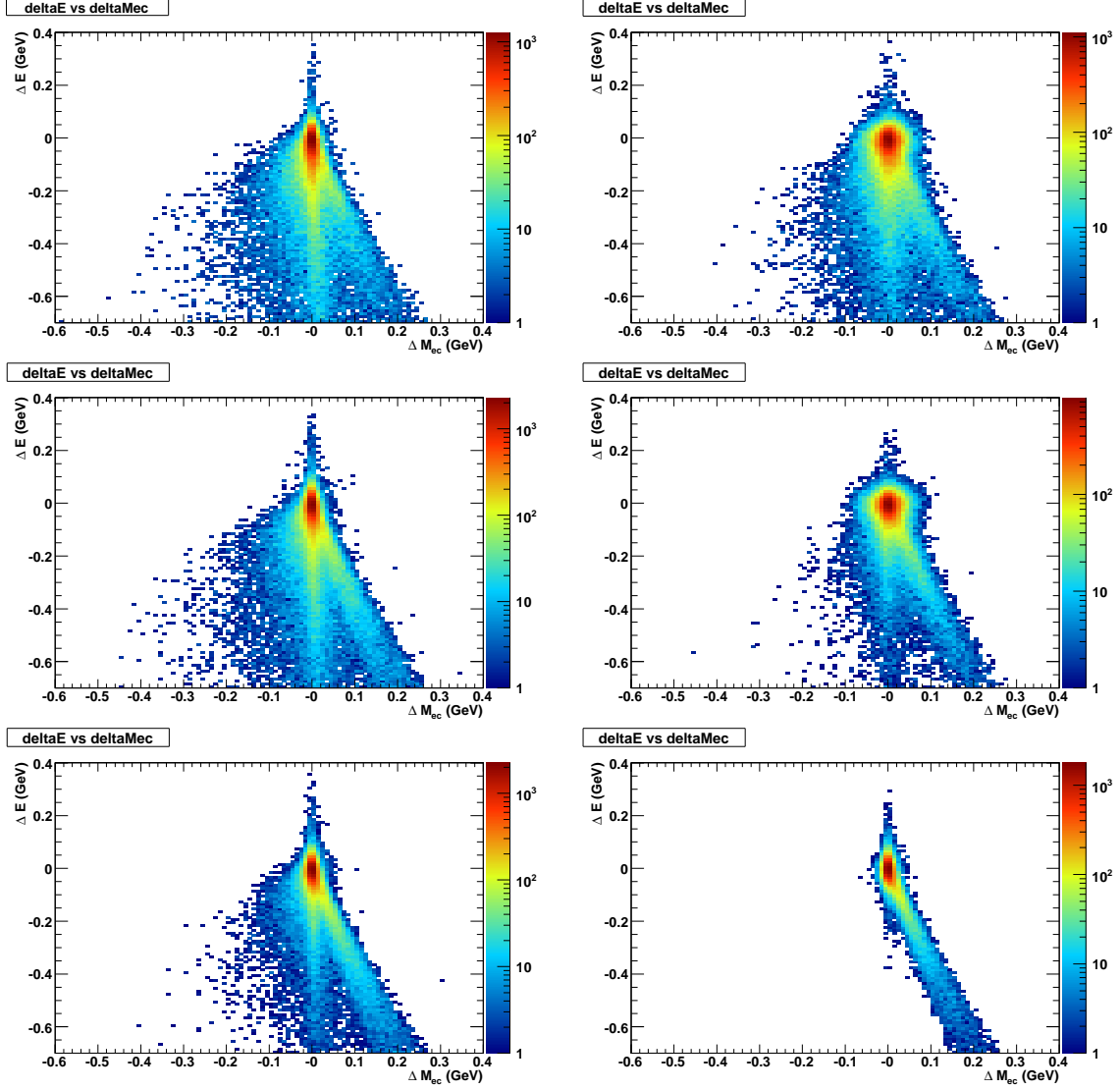


Figura 4.8: Distribuzione del segnale per tutti i sei canali nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ (in GeV con $c=1$). Da sinistra verso destra a dall'alto in basso rispettivamente: $\tau^- \rightarrow e^-e^+e^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^+e^-e^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^+e^-e^-$, $\tau^- \rightarrow \mu^-e^+e^-$, $\tau^- \rightarrow e^-\mu^+\mu^-$, e $\tau^- \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-$

Tabella 4.8: Frazione di eventi del campione iniziale contenuti nella LB definita dai valori riportati in 4.7 per il fondo e per il segnale.

Canale	Segnale	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	uds	$\tau^+\tau^-$
$e^+e^-e^+$	0.616	5×10^{-7}	7×10^{-9}	1×10^{-7}	1×10^{-7}
$e^+e^-\mu^+$	0.545	1×10^{-6}	1×10^{-7}	5×10^{-7}	8×10^{-7}
$e^+e^+\mu^-$	0.552	1×10^{-6}	4×10^{-8}	3×10^{-8}	2×10^{-8}
$\mu^+\mu^-e^+$	0.388	1×10^{-5}	1×10^{-7}	8×10^{-7}	8×10^{-7}
$\mu^+\mu^+e^-$	0.389	3×10^{-7}	8×10^{-7}	2×10^{-6}	3×10^{-7}
$\mu^+\mu^-\mu^+$	0.305	6×10^{-8}	5×10^{-7}	2×10^{-6}	2×10^{-6}

il campione di dati. Nel seguito verranno introdotte brevemente le variabili utilizzate; alcune di esse verranno usate solo per alcuni canali, mentre le altre, anche se introdotte per sopprimere un fondo che affligge una determinato canale saranno applicate globalmente se il loro effetto sui canali non interessati risulta trascurabile.

Variabili globali

- **ΔE**

La distribuzione della differenza di energia nel centro di massa ΔE , già definita in precedenza, dipende principalmente dalle perdite radiative, risulterà pertanto più larga per i canali contenenti più elettroni, nello specifico: $e^-e^+e^-$, $\mu^-e^+e^-$, e $\mu^+e^-e^-$. Gli effetti di risoluzione diventano invece dominanti su quelli di radiazione nel canale $\mu^-\mu^+\mu^-$.

- **ΔM_{ec}**

L'allargamento della distribuzione in ΔM_{ec} , che definisce insieme a ΔE la regione di segnale, è riconducibile principalmente alla risoluzione del rivelatore; l'allargamento risultante è simile per tutti i canali.

- **M_{1prg}**

La massa invariante della singola traccia nell'emisfero di tagging M_{1prg} è molto utile per la soppressione dei fondi QED. Infatti M_{1prg} nel caso di eventi $\tau \rightarrow lll$ è centrata sulla massa del τ mentre assume valori molto minori nel caso di leptoni leggeri; ciò permette di eliminare facilmente processi di QED come $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ o $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

- **M_{2trk}**

M_{2trk} è definita come la minore fra le masse invarianti calcolate considerando ogni coppia di particelle con carica opposta nella regione di segnale nell'ipotesi che ciascuna particella sia un elettrone. La sua utilità come variabile di selezione risiede nel fatto che essa permette di eliminare gli eventi in cui una coppia di elettroni sia stata prodotta dalla conversione di un γ nel rivelatore. I fondi maggiormente ridotti dall'uso di M_{2trk} sono quelli relativi ai canali $q\bar{q}$ e a quelli di QED.

- **Δp_T**

L'impulso trasverso mancante Δp_T è calcolato come la differenza fra l'impulso trasverso totale nel CM e l'impulso trasverso totale ricostruito facendo uso di tutte le tracce cariche e dei depositi neutri nel calorimetro. A causa della presenza di un neutrino nello stato finale la distribuzione risultante è approssimativamente piatta nel CM mentre è piccata a valori molto bassi per eventi risultanti da scattering o produzione a due particelle come Bhabha e $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.

- **p_1^{cms}**

L'impulso totale nell'emisfero di tagging p_1^{cms} viene usato per rimuovere principalmente fondi derivanti da processi QED (Bhabha e produzione di coppie $\mu^+\mu^-$) imponendo che il suo valore sia minore di quanto cinematicamente permesso per il decadimento in due corpi del τ .

Variabili specifiche Le variabili utilizzate per i tagli solo su alcuni canali sono elencate di seguito. Tutte queste variabili verranno fissate all'inizio della selezione e non saranno soggette all'ottimizzazione.

- **$\cos\theta_{13}$**

θ_{13} rappresenta l'angolo fra l'impulso della traccia carica nell'emisfero di tagging ed il vettore risultante dalla somma dei tre impulsi nell'emisfero di segnale, dove tutte le quantità si intendono misurate nel centro di massa. Questa variabile permette di ridurre efficacemente i fondi dovuti a processi di QED che tendono ad avere un picco per $\cos\theta_{13} = -1$. Il taglio su $\cos\theta_{13}$ è stato applicato ai canali $e^+e^-e^+$ e $e^+e^+\mu^-$ imponendo rispettivamente $\cos\theta_{13} > -0.995$ e $\cos\theta_{13} > -0.997$.

- **BtaCalQual**

E' una variabile binaria che assume un valore non nullo per tracce identificate come elettroni che abbiano informazioni EMC associate. Il contrario avviene ovviamente nel caso tali informazioni non siano presenti; ciò può avvenire per elettroni di impulso troppo basso per raggiungere il calorimetro e la cui ricostruzione è basata univocamente sui dati provenienti dal SVT, e dalla DCH. Il taglio su BtaCalQual è stato applicato nel seguito dell'analisi ai $e^+e^-e^+$ e $\mu^+\mu^+e^-$.

- **Veto PID**

Per ridurre ulteriormente i contributi al fondo dovuti ad eventi di QED viene usata l'informazione di PID anche per la traccia nell'emisfero di tagging. Le richieste saranno ovviamente diverse per i vari canali considerati, essendo diversi i contributi che devono essere soppressi; in particolare saranno soggetti a questa selezione i canali $e^-e^+e^-$, $\mu^-e^+e^-$, $e^-\mu^+\mu^-$ e $\mu^-\mu^+\mu^-$. Per $e^-e^+e^-$ e $e^-\mu^+\mu^-$ il contributo maggiore viene evidentemente da eventi Bhabha e $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ con produzione, per conversione, di una coppia accessoria e^+e^- in cui tre tracce vengono a trovarsi nell'emisfero di segnale ed una in quello di tagging. Si richiede quindi che la traccia nell'emisfero di tagging non sia identificata come un elettrone usando gli stessi algoritmi già illustrati precedentemente.

I canali $\mu^-e^+e^-$, $\mu^-\mu^+\mu^-$ presentano fondi derivanti da processi con produzione di due muoni in cui un μ viene misidentificato come π . Viene quindi richiesto che la particella nell'emisfero di tagging non sia identificato come un muone. Per la scelta degli algoritmi vale quanto detto sopra.

Le distribuzioni delle variabili usate per la selezione sono rappresentate nelle figure 4.9-4.14 per i sei canali di segnale.

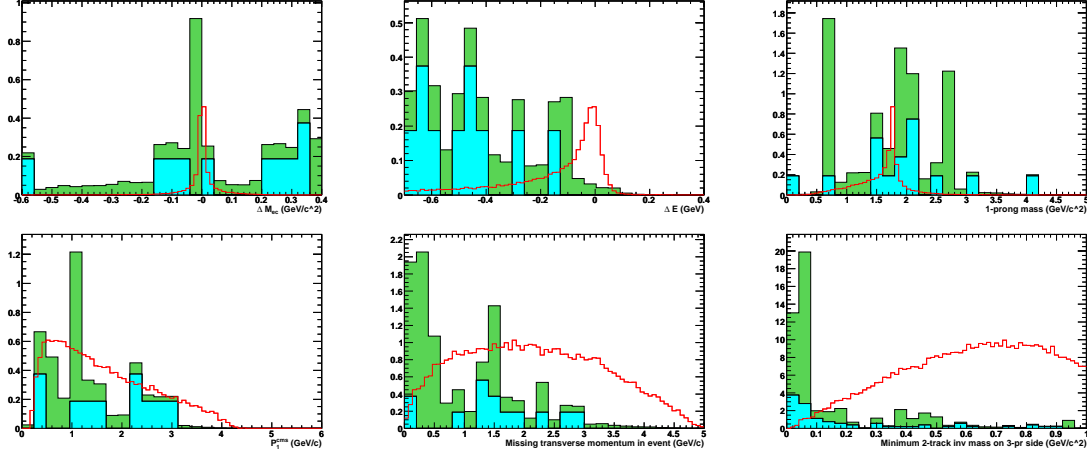


Figura 4.9: Distribuzione relativa al canale $e^+e^-e^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+\tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.

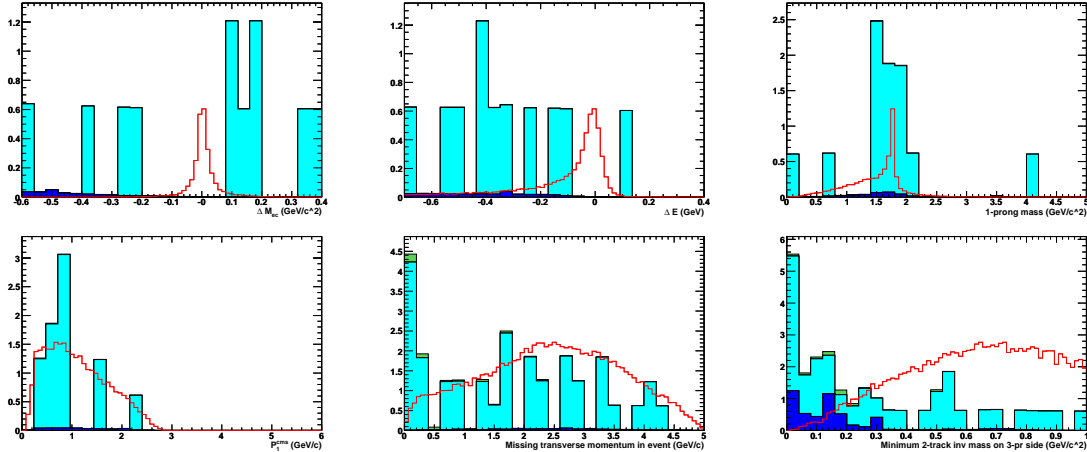


Figura 4.10: Distribuzione relativa al canale $e^+e^-\mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+\tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.

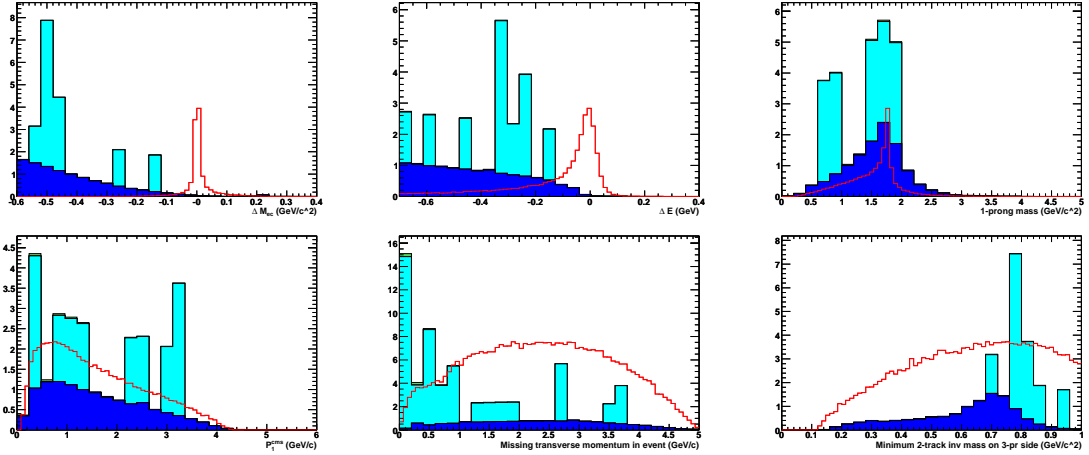


Figura 4.11: Distribuzione relativa al canale $e^+e^-\mu^-$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+\tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.

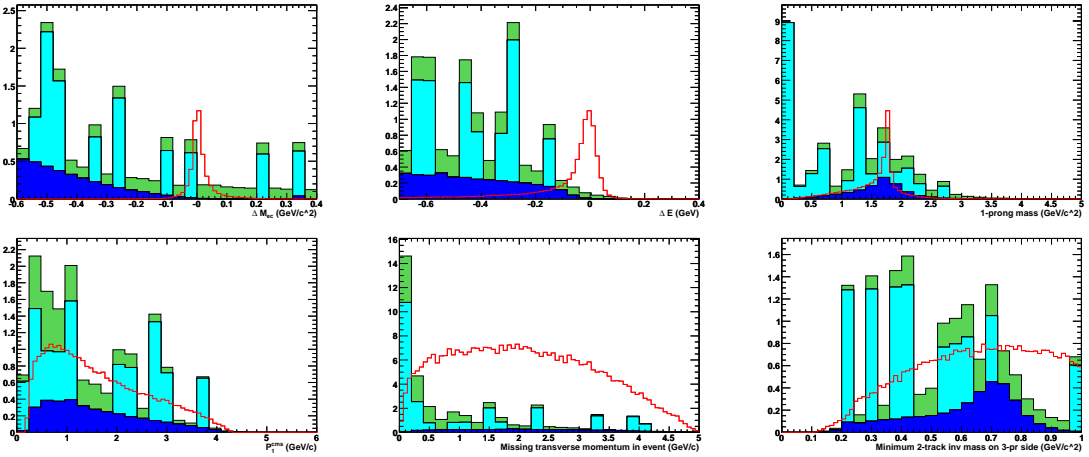


Figura 4.12: Distribuzione relativa al canale $e^+\mu^-\mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+\tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.

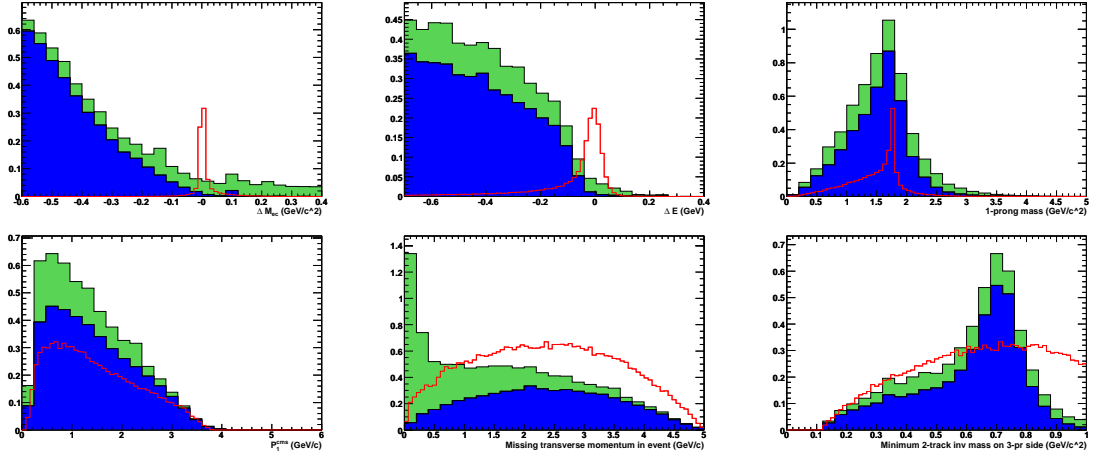


Figura 4.13: Distribuzione relativa al canale $e^-\mu^+\mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+\tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.

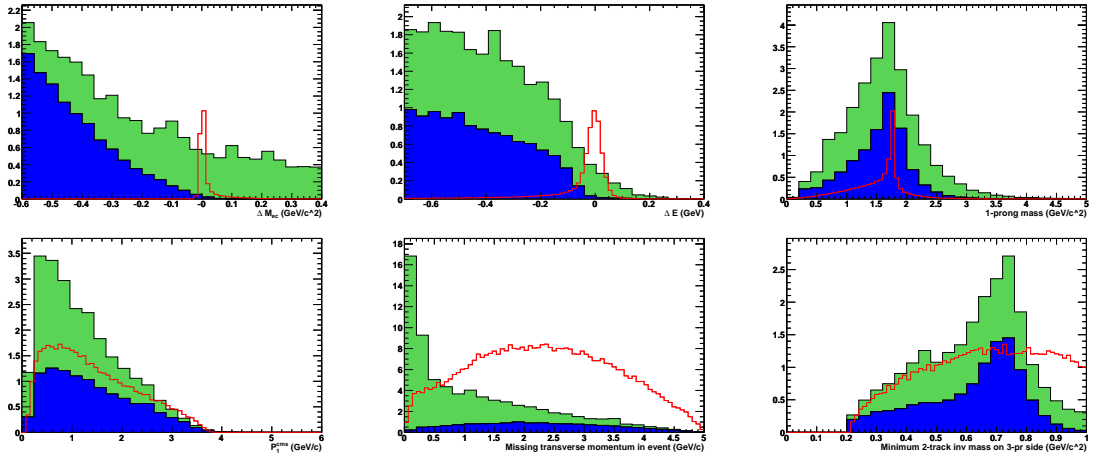


Figura 4.14: Distribuzione relativa al canale $\mu^+\mu^-\mu^+$ delle variabili usate nella selezione per il segnale e per i fondi; in verde sono rappresentati i fondi uds , in celeste quelli dovuti a eventi di QED ed in blu quelli da decadimenti $\tau^+\tau^-$ generici. Il segnale è rappresentato dal grafico in rosso. I fondi sono normalizzati ai dati, mentre la normalizzazione del segnale è arbitraria.

4.6 Calcolo del limite superiore

A questo punto, per maggiore chiarezza, è necessario introdurre alcuni metodi statistici ed alcuni termini di cui verrà fatto uso nel seguito.

La frazione di decadimento o Branching Ratio (BR), indicata con Γ per un determinato modo è data dal rapporto

$$\Gamma(\tau \longrightarrow X) = \frac{N_{X,\tau}}{N_\tau} \quad (4.9)$$

dove $N_{X,\tau}$ rappresenta il numero di τ che decadono nello stato finale X ed N_τ rappresenta il campione totale di τ .

Se, come avviene usualmente, la misura di $N_{X,\tau}$ è affetta da un errore causato da altri processi che vengono scambiati per il segnale cercato si può scrivere

$$N_{X,\tau} = \frac{N_{Sign}}{\epsilon_X} = \frac{N_{Obs} - N_{BKG}}{\epsilon_X} \quad (4.10)$$

in cui N_{Sign} è il numero di eventi di segnale, N_{Obs} è il numero di eventi osservati, N_{BKG} è il numero di eventi di fondo ed ϵ_X è una efficienza inclusiva che contiene tutte le singole efficienze, dall'accettazione geometrica alla efficienza di ricostruzione e di analisi. Introducendo la luminosità del collisionatore \mathcal{L} e la sezione d'urto per la produzione di coppie di τ si può quindi scrivere

$$N_\tau = 2\sigma_{\tau\tau}\mathcal{L} \quad (4.11)$$

da cui

$$\Gamma_{\tau \rightarrow X} = \frac{N_{Obs} - N_{BKG}}{2\sigma_{\tau\tau}\epsilon_X\mathcal{L}} \quad (4.12)$$

dove si è posto $\Gamma(\tau \longrightarrow X) = \Gamma_{\tau \rightarrow X}$, o equivalentemente

$$N_{X,\tau} = 2\mathcal{L}\sigma_{\tau\tau}\Gamma_{\tau \rightarrow X}. \quad (4.13)$$

Spesso si pone

$$S = 2\mathcal{L}\sigma_{\tau\tau}\epsilon_X \quad (4.14)$$

dove il parametro S prende il nome di sensibilità, in modo che

$$N_{Obs} = S\Gamma_{\tau \rightarrow X} \quad (4.15)$$

Nel caso nessun evento di segnale venga osservato o la misura sia affetta da un errore comparabile o maggiore al numero di eventi atteso è spesso utile ricorrere al concetto di limite superiore o Upper Limit (UL) per descrivere il risultato della misura. L'idea è quella di definire un valore per il BR, l'UL appunto, che definisce un intervallo al di fuori del quale si ha una certa probabilità, ben determinata, di trovare il valore "vero" del BR. Tali intervalli, in generale, possono essere finiti o infiniti, in questo caso verranno considerati solo intervalli infiniti limitati superiormente. In quanto segue si assume che gli eventi osservati siano dovuti unicamente al fondo, i.e. nessun evento di segnale è atteso se non esplicitamente specificato.

Esistono diversi modi di estrarre il valore dell'UL, da una distribuzione risultante dalla somma di due variabili poissoniane, sia nella statistica classica (o frequentista) che in quella bayesiana. Nel seguito verrà utilizzata una derivazione bayesiana dovuta a Prosper [80]. Date due distribuzioni poissoniane di media μ_s e μ_B rispettivamente, per il segnale e per il fondo, la probabilità di osservare N eventi come somma $N_B + N_S$ è data da:

$$P(N|\mu_S, \mu_B) = \frac{(\mu_S + \mu_B)^N e^{-(\mu_S + \mu_B)}}{N!} \quad (4.16)$$

facendo uso del teorema di Bayes, riportato per comodità

$$P(B|A) = \frac{P(A|B)P(B)}{P(A)} \quad (4.17)$$

ovvero la probabilità che si verifichi l'evento B posto che si sia verificato l'evento A è dato dal prodotto della probabilità che si verifichi A dato B per il rapporto fra le probabilità assolute di B ed A . Un significato particolare assume la funzione $P(B)$ che prende il nome di prior e rappresenta, in un certo senso, la conoscenza a priori, ovvero prima della misura, che si verifichi l'evento B . L'attribuzione della funzione $P(B)$ rappresenta il problema centrale della statistica bayesiana, in quanto a priori differenti possono corrispondere valori di $P(B|A)$, detto anche posterior, o probabilità a posteriori, differenti. Nel seguito si assumerà un prior piatto che simboleggia la totale ignoranza dello sperimentatore sul valore dell'UL. Nella forma più generale, considerando una partizione A_i dello spazio degli eventi elementari possibili, il teorema di Bayes si può scrivere come:

$$P(A_i|E) = \frac{P(E|A_i)P(A_i)}{\sum_{j=1}^n P(E|A_j)P(A_j)} \quad (4.18)$$

dove E può essere una qualsiasi unione di eventi semplici, o elementari, A_i . Applicando il teorema di Bayes nella forma 4.18 la 4.16 può essere invertita ottenendo

$$p(\mu_S|N, \mu_B) = \frac{\int_0^\infty d\mu_B P(N|\mu_S, \mu_B) P(\mu_S, \mu_B)}{\int_0^\infty d\mu_S \int_0^\infty d\mu_B P(N|\mu_S, \mu_B) P(\mu_S, \mu_B)} \quad (4.19)$$

dove è imposto $\mu_B, \mu_S > 0$ e la somma è stata sostituita con un integrale. La 4.19 rappresenta la densità di probabilità per μ_S dato il numero di eventi misurati N ed il rate di fondo atteso μ_B . Se, seguendo la costruzione di Prosper [80], ipotizzando un prior della forma

$$p(\mu_S, \mu_B) = \frac{1}{\mu_S^\nu} \frac{1}{\mu_B^\nu} \quad (4.20)$$

si ottiene per la 4.19

$$p(\mu_S|N, \mu_B) = \frac{e^{-\mu_S} (\mu_S + \mu_B)^N \mu_S^{-\nu}}{\sum_{j=0}^N \binom{N}{j} \Gamma(n_j + 1) \mu_B^j} \quad (4.21)$$

dove $n_j = N - j - \nu$.

Sotto l'ipotesi di Helene [81] di un prior uniforme la 4.21 può essere semplificata, essendo

$$\Gamma(n+1) = n! \quad (4.22)$$

e ottenendo quindi [79], [81]

$$p(\mu_S|N, \mu_B) = N! \frac{e^{-\mu_S} (\mu_S + \mu_B)^N \mu_S^{-\nu}}{\sum_{j=0}^N \mu_B^j / j!} \quad (4.23)$$

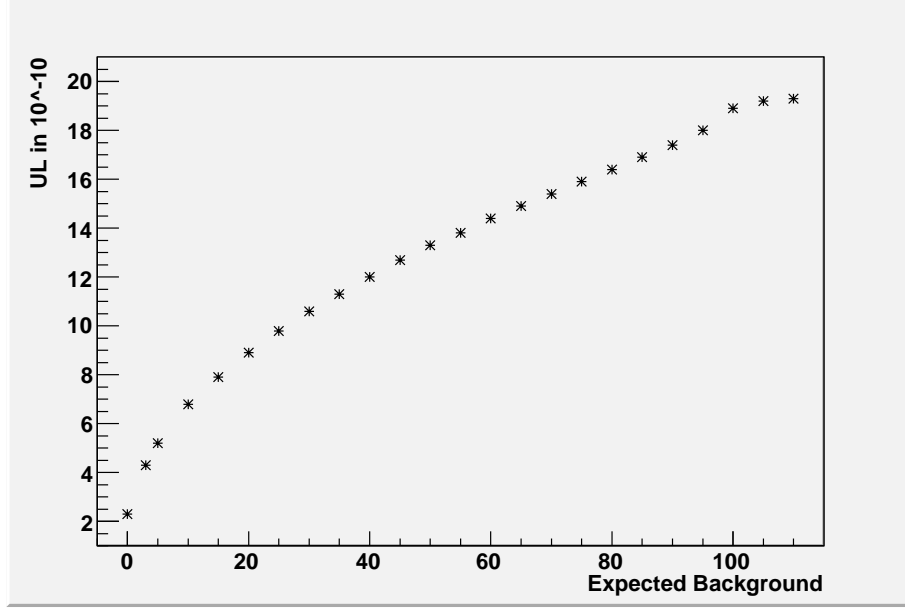


Figura 4.15: Limite superiore sul BR al 90% di confidenza in funzione del numero di eventi di fondo attesi come ottenuto con le formule definite nel testo con una sensibilità di 1×10^{10} . La discontinuità intorno ad $N = 100$ è dovuta all'uso dell'approssimazione di Stirling.

La 4.23 può quindi essere integrata per fornire un limite superiore su μ_S , $\mu_S^{up,\alpha}$, a livello di confidenza α , imponendo

$$1 - \alpha = \int_0^{\mu_S^{up,\alpha}} p(\mu_S) d\mu_S \quad (4.24)$$

da cui si ottiene l'espressione

$$\alpha = e^{-\mu_S^{up,\alpha}} \frac{\sum_{i=0}^N (\mu_S^{up,\alpha} + \mu_B)^i / i!}{\sum_{j=0}^N \mu_B^j / j!}. \quad (4.25)$$

Ai fini della presente analisi l'equazione 4.25 è stata risolta iterativamente una volta fissato il numero di eventi di fondo. Partendo da $\mu_S^{up} = 0$, la stessa variabile è stata incrementata successivamente fino a raggiungere $\alpha = 0.1$. La precisione su $|\alpha - 0.1|$ è stata posta allo 0.1%. Una formula analoga alla α è stata derivata da Zech [82] su base frequentista e pertanto in quanto segue essa verrà considerata

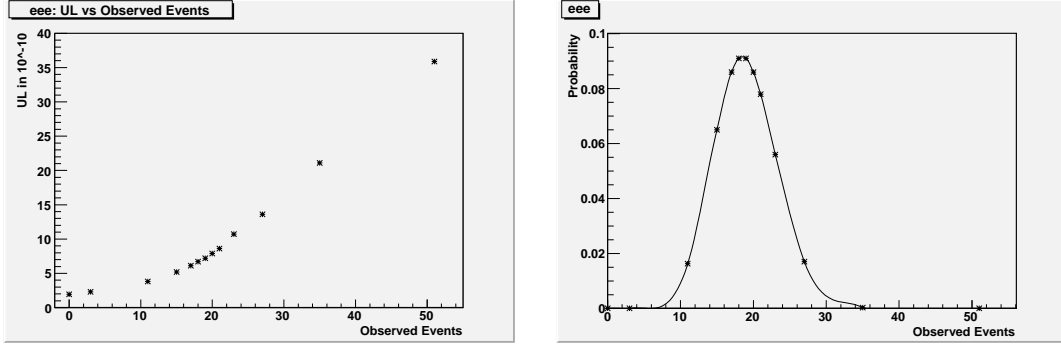


Figura 4.16: Sinistra: valore dell'UL al variare del numero di eventi misurati per un processo con rate $\mu_B = 19$. Destra: probabilità di misurare N eventi di fondo per un processo con rate $\mu_B = 19$ come usata nella 4.26.

valida anche in senso classico, pur con le evidenti differenze di interpretazione nei due approcci.

Poiché nello studio in esame il numero di eventi misurati non è noto, occorre procedere con un ulteriore passo al fine di utilizzare la formula 4.25 in maniera corretta nei calcoli.

Per tener conto di questo fatto si è proceduto nel modo seguente: dato il rate di fondo atteso per un determinato canale l'UL corrispondente è stato calcolato per mezzo della 4.25 facendo variare l'ipotetico numero di eventi misurati entro un intervallo $[\mu_B - 2\sigma; \mu_B + 2\sigma]$, dove σ è la deviazione standard della distribuzione poissoniana.

Il valore finale dell'UL è stato poi ottenuto eseguendo una somma pesata sui valori ottenuti, dove il peso è dato dalla probabilità di contare esattamente quel numero di eventi di fondo dato il rate atteso μ_B :

$$P(N|\mu_B, \mu_S = 0) = \frac{(\mu_B)^N e^{-\mu_B}}{N!}. \quad (4.26)$$

Le equazioni sinora presentate hanno il pregio della semplicità ma sono esatte solo nel caso in cui tutte le quantità che compaiono nella 4.25 siano note con incertezza trascurabile. Purtroppo questo non è il caso della presente analisi, e, per tenerne conto, bisogna fare un passo indietro. La 4.25, correttamente applicata, fornisce un limite superiore per il numero di eventi di segnale, dato il numero di eventi di fondo attesi. Il valore di μ_S coincide quindi con il numero totale degli eventi di segnale corretto per l'accettanza ϵ ovvero N_{Sign} . La 4.25 può quindi essere riscritta nel modo seguente

$$\alpha = e^{-2\epsilon\sigma_{\tau\tau}\mathcal{L}\Gamma_X^{up,\alpha}} \frac{\sum_{i=0}^N (2\epsilon\sigma_{\tau\tau}\mathcal{L}\Gamma_X^{up,\alpha} + N_{BKG})^i / i!}{\sum_{j=0}^N N_{BKG}^j / j!} \quad (4.27)$$

che fornisce direttamente il valore dell'UL per il BR al 90% di confidenza. La 4.27 permette anche di includere automaticamente nel valore dell'UL le incertezze sistematiche che affliggono i vari parametri della misura. Per semplificare il discorso riscriviamo la 4.27 introducendo la sensibilità, già definita dalla 4.14,

$$\alpha = e^{-2S\Gamma_X^{up,\alpha}} \frac{\sum_{i=0}^N (S\Gamma_X^{up,\alpha} + N_{BKG})^i / i!}{\sum_{j=0}^N N_{BKG}^j / j!}. \quad (4.28)$$

Supponiamo che a causa delle incertezze su σ , \mathcal{L} e ϵ la sensibilità abbia una determinata distribuzione di probabilità $f(S)$ e che la stessa cosa avvenga per il numero di eventi di fondo attesi con distribuzione $g(N_{BKG})$. Supponiamo anche, che, almeno in prima approssimazione le due distribuzioni siano scorrelate. Questo è sicuramente vero per i singoli termini che compongono S dato che ϵ viene ricavata dal MC, \mathcal{L} è misurata dal rivelatore e $\sigma_{\tau\tau}$ è data da [79]. Se S ed N_{BKG} sono scorrelate è possibile scrivere:

$$dP(S, N_{BKG}) = f(S)g(N_{BKG}) \quad (4.29)$$

si può quindi tener conto dell'effetto delle incertezze sul valore $\Gamma_X^{up,\alpha}$ ponendo

$$\alpha = \int dS dN_{BKG} f(S)g(N_{BKG}) e^{-2S\Gamma_X^{up,\alpha}} \frac{\sum_{i=0}^N (S\Gamma_X^{up,\alpha} + N_{BKG})^i / i!}{\sum_{j=0}^N N_{BKG}^j / j!}. \quad (4.30)$$

In pratica è generalmente più comodo discretizzare le distribuzioni $f(S)$ e $g(N_{BKG})$ suddividendo il dominio in intervalli ed effettuare una somma pesata sui risultati della 4.28 per vari valori di S ed N_{BKG} pesati con le corrispondenti probabilità estratte da $f(S)$ e $g(N_{BKG})$. L'effetto globale di questa procedura sarà, in generale, un aumento del valore dell'UL in misura proporzionale alla larghezza delle distribuzioni in S e N_{BKG} .

Torniamo ora brevemente alla 4.25. Usando le tecniche di calcolo qua descritte il limite principale di applicabilità delle formule è dato dalla grandezza dei fattoriali che compaiono nella 4.25 per elevati valori di N . In particolare la 4.25 ha dimostrato di non funzionare più su diversi calcolatori per $N > 100$, oltre a impiegare tempi di calcolo decisamente eccessivi. Al fine di ottenere formule più efficaci da un punto di vista computazionale sono quindi state tentate alcune semplificazioni. Per grandi valori di m il fattoriale può essere semplificato facendo uso della formula di Stirling, ovvero

$$\frac{\sqrt{(2\pi n)} \left(\frac{n}{e}\right)^n}{n!} \longrightarrow 1 \text{ se } n \longrightarrow \infty \quad (4.31)$$

ciò consente di spezzare la α in due termini distinti usando per $m > k$, dove k deve essere grande, la 4.31

$$\alpha = e^{-\mu_s} \left[\frac{\sum_{m=0}^k (\mu_s^{up} + \mu_B)^m / m!}{\sum_{m=0}^k \mu_B^m / m!} + \frac{\sum_{m=k}^n ((\mu_s^{up} + \mu_B)e)^m / m^{(m+\frac{1}{2})}}{\sum_{m=k}^n (\mu_B e)^m / m^{(m+\frac{1}{2})}} \right] \quad (4.32)$$

e che consente di ridurre significativamente anche il tempo di calcolo. Tuttavia anche la 4.32 ha mostrato di non funzionare adeguatamente per alti valori del fondo atteso, si è quindi utilizzata la semplice relazione empirica:

$$\mu_s^{up} = k\sqrt{N} \quad (4.33)$$

dove $k \simeq 1.85$, che approssima la 4.25 sufficientemente bene già per $N \sim 50$.

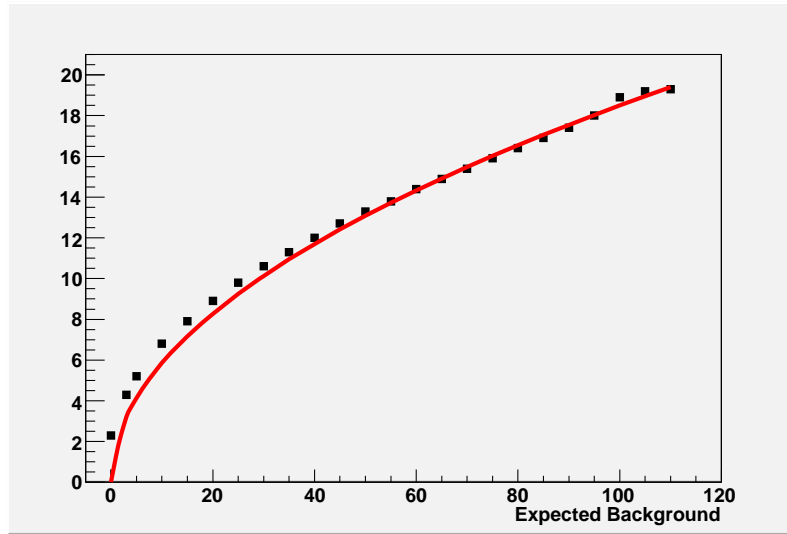


Figura 4.17: Limite superiore sul BR al 90% di confidenza in funzione del numero di eventi di fondo attesi come ottenuto con le formule definite nel testo confrontato con il risultato della 4.17 (in rosso).

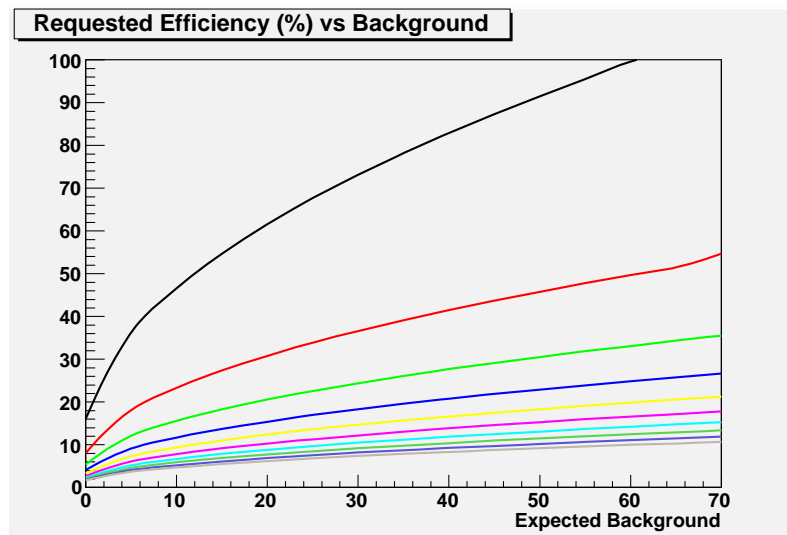


Figura 4.18: Efficienza richiesta in funzione del numero di eventi di fondo per raggiungere un UL di 1×10^{-10} nel caso l'accettanza per il fondo coincida con l'accettanza del segnale come ottenuta con le formule precedentemente descritte.

4.7 Distribuzione dei fondi

Per calcolare il numero degli eventi di fondo attesi nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ si è proceduto nel modo seguente: dapprima sono state ricavate le distribuzioni degli eventi MC per ogni singolo fondo attraverso una procedura di best fit, successivamente la distribuzione risultante dalla loro combinazione lineare è stata normalizzata ai dati raccolti da *BABAR* e riscaldati alla luminosità integrata prevista per Super*B* facendo ancora uso di una procedura di best fit in cui sono stati lasciati come parametri liberi le costanti di normalizzazione delle singole distribuzioni. Usando i dati raccolti da *BABAR*, opportunamente riscaldati, per la normalizzazione dei fondi non è necessario introdurre le sezioni d'urto per i singoli processi che generano fondo e pertanto si evita di introdurre una possibile sorgente di errore sistematico dovuta all'errata valutazione delle sezioni d'urto stesse. Nel fit della distribuzione dei fondi ai dati non sono stati considerati gli eventi contenuti nella regione SB; in questo modo si è cercato di evitare di introdurre una sistematica nella selezione della regione di segnale ottimale dovuta alla conoscenza della distribuzione degli eventi all'interno della regione stessa. L'andamento della distribuzione del fondo nella regione di segnale viene pertanto estrapolato dall'andamento della stessa nella regione di side-band GS. Come già visto in precedenza i fondi che sopravvivono ai tagli precedenti sono costituiti dai seguenti canali: uds , $c\bar{c}$, QED e $\tau^+\tau^-$, tutti verranno analizzati dettagliatamente nel seguito.

4.7.1 Fondi adronici uds e $c\bar{c}$

Dopo i tagli di preselezione e la procedura di PID i fondi dovuti a uds e $c\bar{c}$ hanno pressappoco la stessa distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$, ciò consente di sommare i due campioni MC ed eseguire un unico fit per trovarne la distribuzione. Poiché le variabili ΔM_{ec} e ΔE sono correlate vengono introdotte le variabili rotate $\Delta M'$ e $\Delta E'$ definite dalle relazioni seguenti:

$$\Delta M' = \Delta M_{ec} \cos \beta + \Delta E \sin \beta \quad (4.34)$$

$$\Delta E' = \Delta E \cos \beta - \Delta M_{ec} \sin \beta. \quad (4.35)$$

In questo modo la distribuzione bidimensionale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ può essere costruita come prodotto fra due distribuzioni monodimensionali $P_{M'}$, $P_{E'}$. L'angolo β che compare nelle 4.35 viene lasciato come parametro libero da determinarsi tramite il fit. Nello specifico la distribuzione di $P_{M'}$ è della forma 4.4 e $P_{E'}$ è data da:

$$P_{E'} = \left(1 - \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\right)(1 + ax + bx^2 + cx^3) \quad (4.36)$$

dove x è definita come:

$$x \equiv (\Delta E' - \Delta E_0 x') / \sigma(E') \quad (4.37)$$

ed ΔE_0 e $\sigma(E)$ sono parametri liberi da determinarsi con il fit.

Nel caso del fondo uds , così come per gli altri tipi di fondo esaminati nel seguito, per trovare i parametri delle distribuzioni utilizzate è stato usato una tecnica di fit basata sul principio di massima verosomiglianza. Ad ogni evento è stato associato un peso dato dal corrispondente valore di PID della particella ricavato come descritto nel Cap. 4. Un'analisi sulla distribuzione dei pesi di PID nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ ha evidenziato che la stessa non è uniforme e quindi non è possibile associare ad ogni evento un valore medio ma è necessario usare i singoli valori corrispondenti. Si tratta quindi di minimizzare la funzione:

$$L = - \sum_i w_i \ln(P_{M'}((\Delta E)_i, (\Delta M_{ec})_i, \alpha, \vec{p}_{M'}) P_{E'}((\Delta E)_i, (\Delta M_{ec})_i, \alpha, \vec{p}_{E'})). \quad (4.38)$$

dove w_i indica il peso del singolo evento, $\vec{p}_{M'}$ e $\vec{p}_{E'}$ sono i parametri delle distribuzioni $P_{M'}$ e $P_{E'}$ rispettivamente e la somma è estesa a tutti gli eventi del campione MC. In totale 9 parametri liberi, da determinarsi tramite la procedura di fitting, determinano univocamente la forma della distribuzione del fondo uds nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$.

4.7.2 Fondi $\tau\tau$

La distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ per il fondo $\tau\tau$ è data, analogamente al caso uds dal prodotto di due distribuzioni monodimensionali $P_{M''}$ e $P_{E''}$ nelle variabili $\Delta M''$ e $\Delta E''$ rispettivamente. Le variabili $\Delta M''$ e $\Delta E''$ sono legate a ΔM e ΔE dalle relazioni:

$$\Delta M'' = \Delta M_{ec} \cos(\beta_1) + \Delta E \sin(\beta_1) \quad (4.39)$$

$$\Delta E'' = \Delta E \cos(\beta_2) - \Delta M_{ec} \sin(\beta_2) \quad (4.40)$$

Gli angoli β_1 e β_2 sono inclusi nella distribuzione risultante come parametri da determinarsi tramite il best fit. Diversamente dal caso precedente in questo caso per eliminare la correlazione fra ΔM e ΔE non viene richiesto che le variabili rotate siano fra loro ortogonali. $P_{M''}$ è data dalla somma di due distribuzioni gaussiane con media comune, mentre $P_{E''}$ è data da una espressione analoga alla Eq. 4.36:

$$P_{E'} = (1 - \frac{x}{\sqrt{1+x^2}})(1 + ax + bx^2 + cx^3) \quad (4.41)$$

dove x è data da:

$$x \equiv (\Delta E'' - \Delta E''_0)/\sigma(E''). \quad (4.42)$$

Il resto della procedura di fitting è analoga al caso già trattato dei fondi uds , si richiede quindi di minimizzare la funzione

$$L = - \sum_i w_i \ln(P_{M''}((\Delta E)_i, (\Delta M_{ec})_i, \beta_1, \vec{p}_{M''}) P_{E''}((\Delta E)_i, (\Delta M_{ec})_i, \beta_2, \vec{p}_{E''})). \quad (4.43)$$

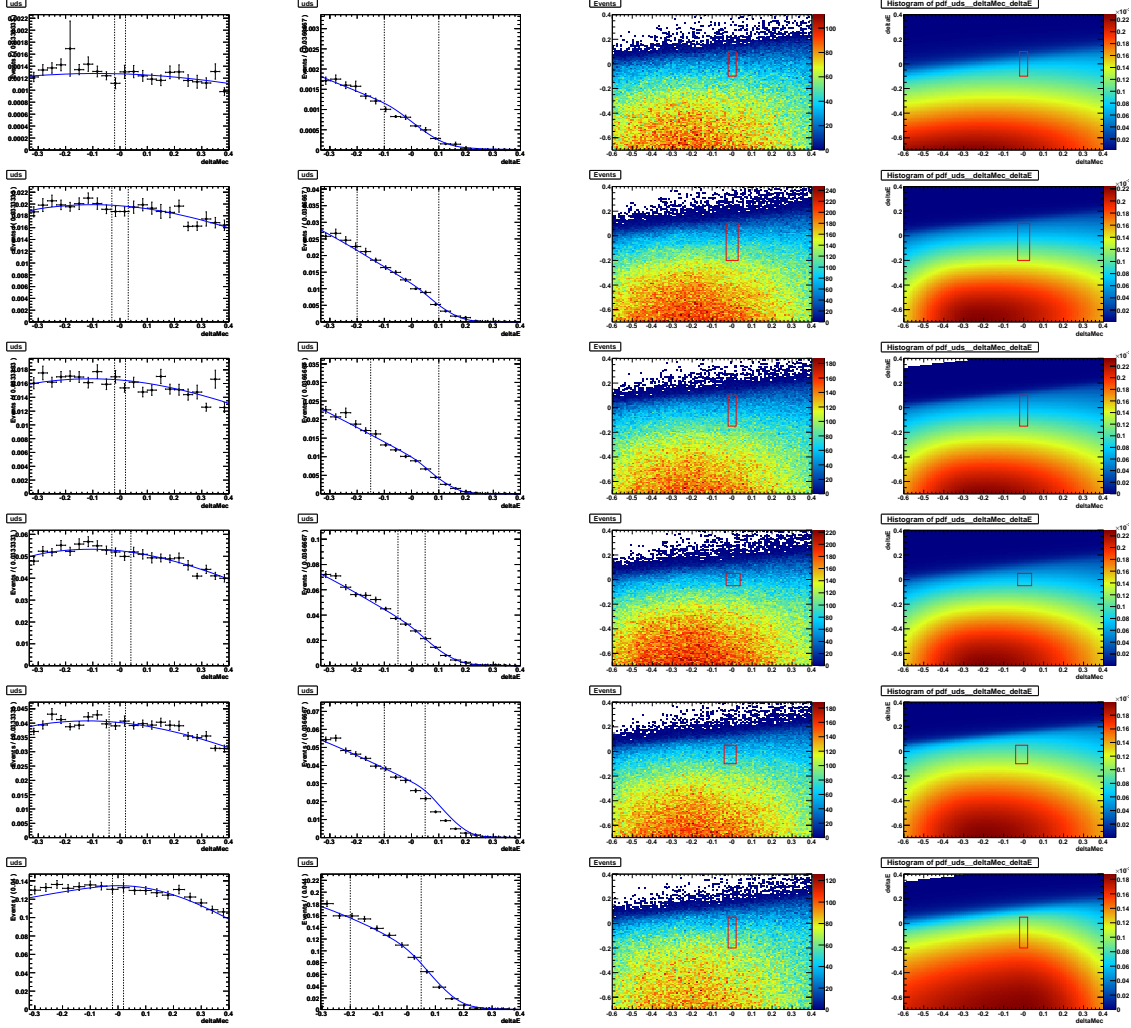


Figura 4.19: Distribuzione del fondo uds . Da sinistra verso destra: distribuzioni monodimensionali di ΔM_{ec} e ΔE , distribuzione bidimensionale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ del campione MC e della relativa funzione. Dall'alto verso il basso: 1) $e^+e^-e^+$, 2) $e^+e^-\mu^+$, 3) $e^+e^+\mu^-$, 4) $\mu^+\mu^-e^+$, 5) $\mu^+\mu^+e^-$, 6) $\mu^+\mu^-\mu^+$.

essendo w_i i pesi degli eventi come dati dal PID, e $p_{M''}$ e $p_{E''}$ i parametri delle due distribuzioni in M'' ed E'' . In questo caso il numero totale dei parametri da determinare tramite il fit per determinare la distribuzione del fondo $\tau^+\tau^-$ sale ad 11.

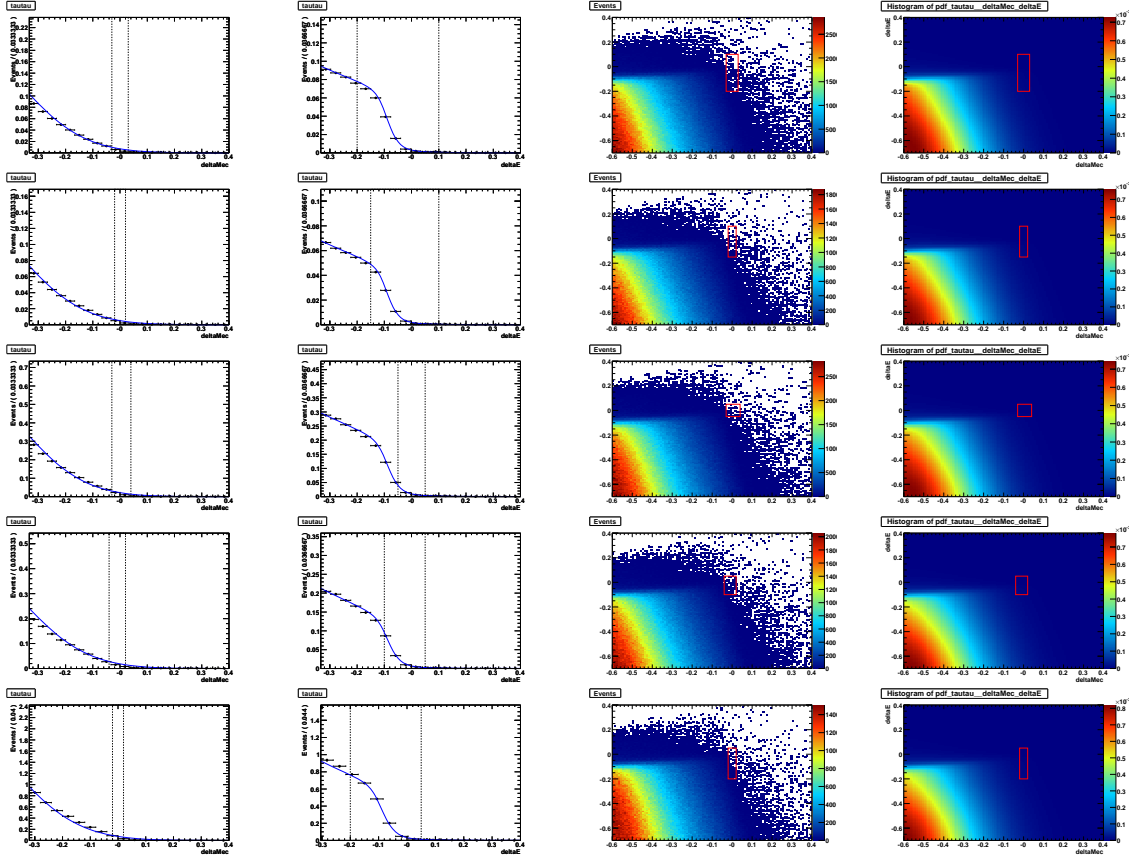


Figura 4.20: Distribuzione del fondo $\tau^+\tau^-$. Da sinistra verso destra: distribuzioni monodimensionali di ΔM_{ec} e ΔE , distribuzione bidimensionale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ del campione MC e della relativa funzione. Dall'alto verso il basso: 1) $e^+e^-\mu^+$, 2) $e^+e^+\mu^-$, 3) $\mu^+\mu^-\mu^+$, 4) $\mu^+\mu^+e^-$, 5) $\mu^+\mu^-\mu^+$.

4.7.3 Fondi QED

Poiché la statistica MC disponibile per lo studio dei fondi QED, scattering Bhabha ed $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, si è rivelata insufficiente, sono stati prodotti dei campioni di controllo appositamente per questo scopo partendo dai dati registrati da *BABAR* e rilasando opportunamente i criteri di selezione già descritti in precedenza.

Data la sostanziale coincidenza nelle distribuzioni dei fondi Bhabha e di quelli con produzione di coppie di muoni, come nel caso dei fondi $q\bar{q}$, è stata usata una singola distribuzione per lo studio dei due contributi nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$. Nella fase finale di normalizzazione i parametri ricavati dal fit al sample Bhabha sono usati nei canali $e^-e^+e^-$, $e^-\mu^+\mu^-$ dove questo tipo di fondo è dominante mentre viene usata la distribuzione ricavata dal sample $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ nei canali $\mu^-e^+e^-$, $\mu^+e^-e^-$ dove domina lo scattering Bhabha. Nei canali $\mu^-\mu^+\mu^-$ e $e^+\mu^-\mu^-$ infine i contributi QED

risultano trascurabili per entrambi i modi e pertanto non verranno discussi ulteriormente. A seconda del contributo di QED richiesto per lo studio sono state sviluppate due diverse tecniche per l'estrazione del campione che verranno illustrate in dettaglio nel seguito. Un riepilogo dei modi dominanti per i vari canali e delle tecniche utilizzate per l'estrazione del campione è mostrato in tabella 4.9.

Tabella 4.9: Riepilogo dei fondi QED principali per ogni canale di segnale e delle tecniche utilizzate per costruire il campione di controllo.

Canale	Modo Principale	Campione Utilizzato
$e^-e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	PID Inverso
$\mu^-e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	QED Alternativo
$\mu^+e^-e^-$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	QED Alternativo
$e^-\mu^+\mu^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	PID Inverso
$e^+\mu^-\mu^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	PID Inverso
$\mu^-\mu^+\mu^-$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	PID Inverso

Campione inverso

Per i canali $e^-e^+e^-$, $e^-\mu^+\mu^-$, come già detto, il contributo dominante è quello dovuto allo scattering Bhabha; ciò considerato, un sample di dati può essere costruito imponendo agli eventi tutti i tagli precedentemente descritti ad eccezione del veto sull'identificazione della particella nell'emisfero di tagging. Più nello specifico verrà richiesto che la traccia di tagging sia proprio un elettrone usando gli stessi algoritmi di PID già descritti in precedenza. Il sample così costruito prende il nome di Campione PID Inverso.

Campione alternativo

Nel caso degli eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ il campione che si ottiene applicando gli stessi metodi descritti nel paragrafo precedente in cui un μ prende il posto dell'elettrone (positrone) non contiene un numero di eventi sufficiente per studiare il fondo corrispondente; è quindi necessario usare una tecnica diversa per la costruzione del campione. Si parte quindi, facendo un passo indietro, direttamente dagli eventi pre-selezionati e si richiede che la traccia nell'emisfero di tagging sia identificata come un muone. Nessuna richiesta viene invece fatta sul PID nell'emisfero di segnale. Questa procedura applicata all'identificazione delle particelle garantisce che il campione così ottenuto sia indipendente dagli eventi di segnale candidati per i canali $\mu^-e^+e^-$, $\mu^+e^-e^-$. Successivamente per ottenere un campione più pulito viene richiesto anche che la traccia soddisfi le seguenti ulteriori condizioni:

- $0.5 \text{ GeV}/c^2 < m_{1prg} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$
- $p_1^{cms} > 4.8 \text{ GeV}/c$.

Distribuzione dei fondi QED

Come già detto per entrambi i fondi QED viene usata la medesima distribuzione, mentre i parametri della distribuzione stessa verranno determinati nei due casi eseguendo un best fit ai relativi campioni, costruiti come spiegato nel paragrafo precedente. Analogamente al caso dei fondi $q\bar{q}$ la funzione di distribuzione bidimensionale P_{QED} nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ è definita dal prodotto di due distribuzioni monodimensionali nelle variabili rotate $\Delta M'$ e $\Delta E'$ definite da:

$$\Delta M' = \Delta M_{ec} \cos(\beta) + \Delta E \sin(\beta) \quad (4.44)$$

$$\Delta E' = \Delta E \cos(\beta) - \Delta M_{ec} \sin(\beta) \quad (4.45)$$

dove l'angolo β serve ad eliminare la correlazione fra ΔE e ΔM . La distribuzione $P_{\Delta M'}$ è data da polinomio di terzo grado in $\Delta M'$, mentre $P_{\Delta E'}$ è la funzione "Crystal Ball" P_{CB} definita come:

$$P_{\Delta E'} = \begin{cases} e^{-\frac{x^2}{2}} & x > \alpha \\ \frac{(n/\alpha)^n \cdot e^{-\alpha^2/2}}{n/\alpha - \alpha - x} & x \leq \alpha \end{cases}$$

con α ed x come parametri del fit, ed x definita nel modo usuale:

$$x = \frac{E' - E'_0}{\sigma_{E'}} \quad (4.46)$$

dove i parametri E'_0 e $\sigma_{E'}$ descrivono il picco presente nella distribuzione di ΔE . In questo caso la distribuzione risultante è determinata da un totale di 6 parametri liberi.

4.8 Fit ai dati

Una volta trovate separatamente, con i metodi descritti nei paragrafi precedenti, le distribuzioni dei vari fondi, si costruisce la distribuzione somma come combinazione lineare dei singoli termini

$$P_{BKG} = \alpha P_{q,\bar{q}} + \beta P_{\tau^+\tau^-} + \gamma P_{QED} \quad (4.47)$$

Per trovare le costanti libere viene quindi eseguito un fit ai dati di *BABAR* riscaldati a 75 ab^{-1} nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ all'interno della regione SB, ovvero escludendo la regione di segnale. Ovviamente questa costruzione ha senso purché si supponga che tutti gli eventi che sono misurati corrispondano ad eventi di fondo, nello specifico si ipotizza che nessun evento di segnale sia stato misurato. I risultati ottenuti sono mostrati nelle figure 4.22-4.27.

Dai risultati dei fit precedenti emerge che determinati tipi di fondo forniscono un contributo trascurabile rispetto al totale in alcuni canali, ovvero, per definizione, inferiore allo 0,1%. Tali contributi sono trascurati nel fit finale.

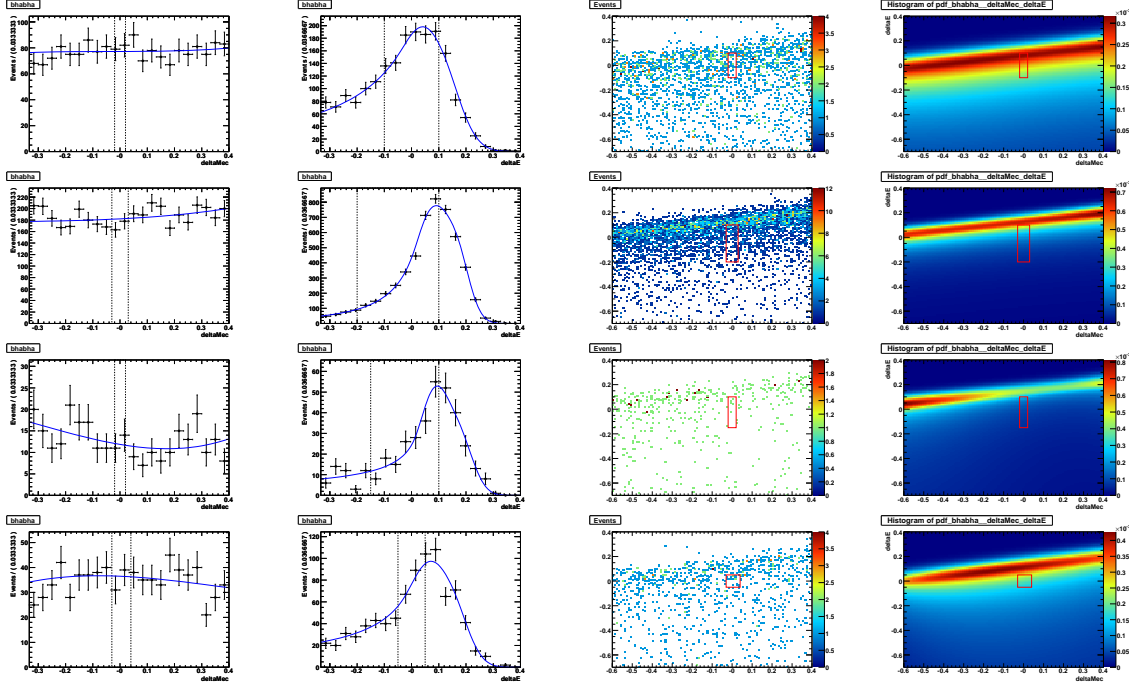


Figura 4.21: Distribuzione del fondo QED. Da sinistra verso destra: distribuzioni monodimensionali di ΔM_{ec} e ΔE , distribuzione bidimensionale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ del campione MC e della relativa funzione. Dall'alto verso il basso: 1) $e^+e^-e^+$, 2) $e^+e^-\mu^+$, 3) $e^+e^+\mu^-$, 4) $\mu^+\mu^-e^+$.

4.9 Ottimizzazione dei tagli

Ora che sono stati definiti i vari metodi che verranno utilizzati è ora possibile passare all'ottimizzazione vera e propria dei tagli definiti nella sezione 4.5. Tutti i tagli sono stati ottimizzati al fine di ottenere il minor valore possibile per l'upper limit (UL) corrispondente secondo i metodi definiti nella sezione 4.6. E' stata quindi eseguita iterativamente la seguente procedura: partendo da un insieme di valori nominali per le variabili di selezione sono stati imposti tutti i tagli ad eccezione di uno, e per quello specifico taglio è stato definito un insieme di possibili valori. A questo punto per ogni valore del taglio il campione dei fondi (MC + campioni QED) è stato fittato ed è stata estratta la distribuzione risultante; nota la distribuzione è stato possibile contare il numero di eventi contenuti nella regione di segnale e calcolare l'UL corrispondente. Dopo aver calcolato l'UL atteso per tutti i singoli valori di quella determinata variabile è stato selezionato il valore produttore il miglior risultato per l'UL passando poi alla variabile successiva. L'algoritmo è stato poi fermato allorché non sono state più registrate variazioni significative nel valore dell'UL stesso. I valori iniziali per le variabili coinvolte nella selezione sono riportati in figura 4.10.

I valori finali dei tagli ottimizzati sono riportati in tabella 4.11.

Il risultato principale della selezione è quello di una drastica riduzione dei fondi QED in quasi tutti i canali. Casi particolari, in senso opposto, riguardano il canale $\tau^- \rightarrow e^-e^+e^-$ in cui si ha anche un'ottima soppressione dei fondi $q\bar{q}$ ed i canali $\mu^+e^-e^-$ ed $e^+\mu^-\mu^-$ in cui la selezione porta solo a una miglioramento modesto nella

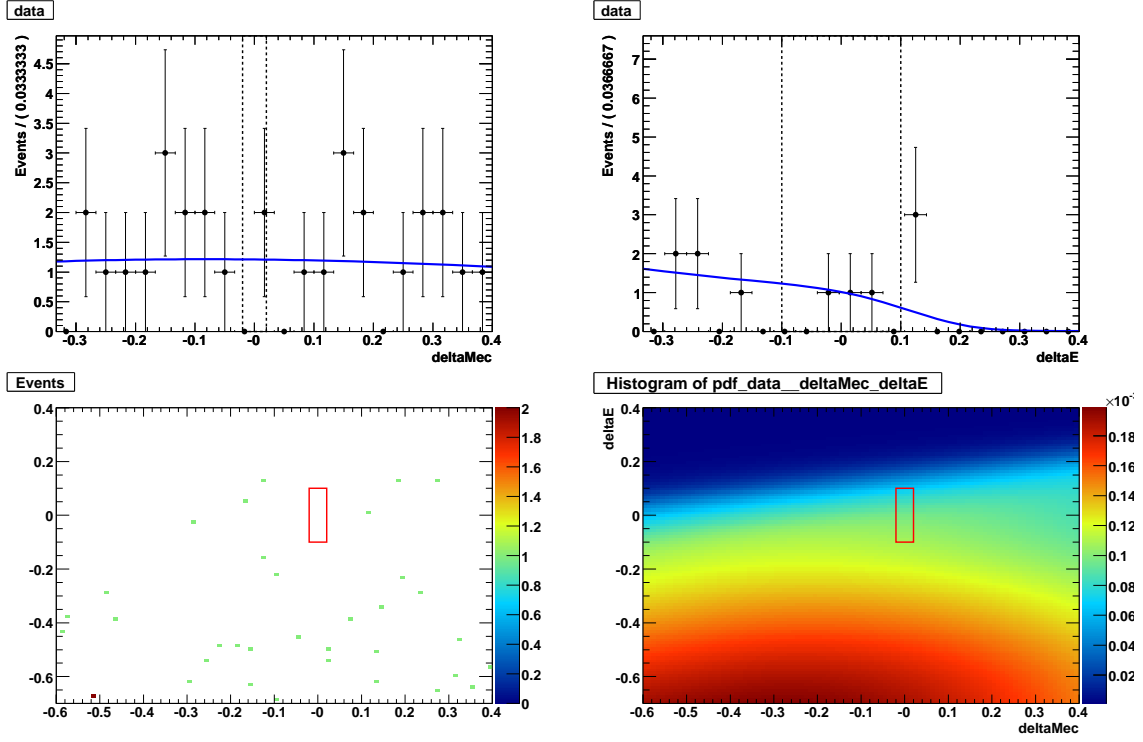


Figura 4.22: Distribuzione del fondo per il canale $e^+e^-e^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b) distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$.

Tabella 4.10: Valori iniziali per la procedura di ottimizzazione (in GeV con $c = 1$).

Variabile	Valore
ΔE_{Max}	0.3
ΔE_{Min}	-0.5
ΔM_{ec-Max}	0.1
ΔM_{ec-Min}	-0.1
$M_{1prg-Min}$	0.0
$M_{1prg-Max}$	6.0
$M_{2trk-Min}$	0.0
Δp_{T-Min}	0.0
$p_{1,Max}^{cms}$	6.0

soppressione rispetto alla fase di preselezione.

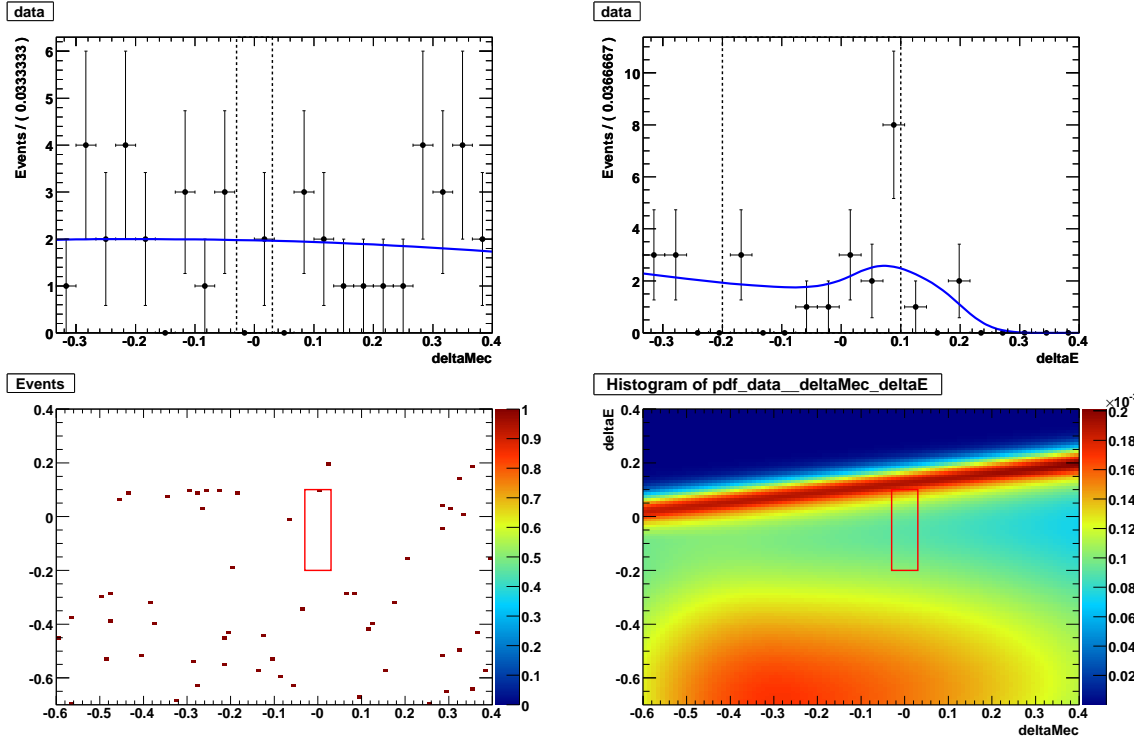


Figura 4.23: Distribuzione del fondo per il canale $e^+e^-\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b) distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$.

Tabella 4.11: Tagli di selezione applicati ai sei canali di segnale dopo la procedura di ottimizzazione (in GeV con $c=1$).

Canale	M_{1prg}		M_{2trk}	Δp_T	p_1^{cms}
	Min	Max	Min	Min	Max
$e^-e^+e^-$	1.0	2.5	0.5	1.0	4.8
$\mu^-e^+e^-$	0.0	3.0	0.5	2.5	3.0
$\mu^+e^-e^-$	0.0	3.0	0.0	1.0	4.2
$e^-\mu^+\mu^-$	1.2	2.5	0.0	1.0	4.8
$e^+\mu^-\mu^-$	0.0	2.2	0.0	1.5	4.6
$\mu^-\mu^+\mu^-$	0.0	3.0	0.0	1.5	4.0

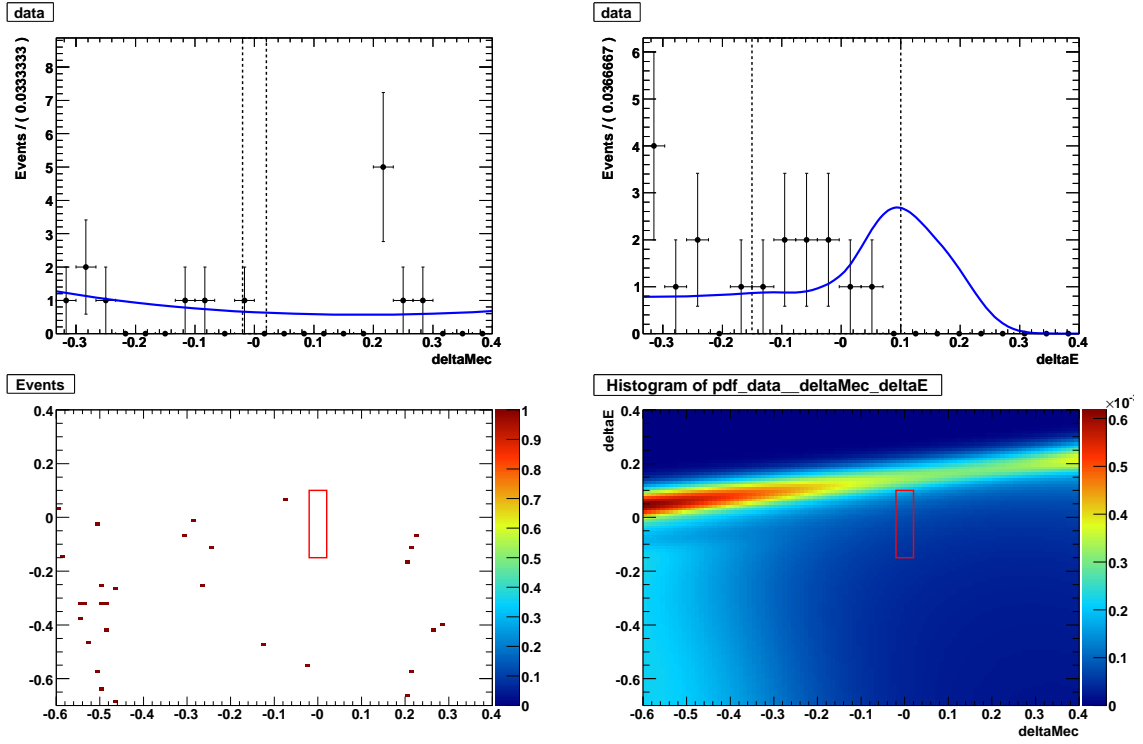


Figura 4.24: Distribuzione del fondo per il canale $e^+e^+\mu^-$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b) distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$.

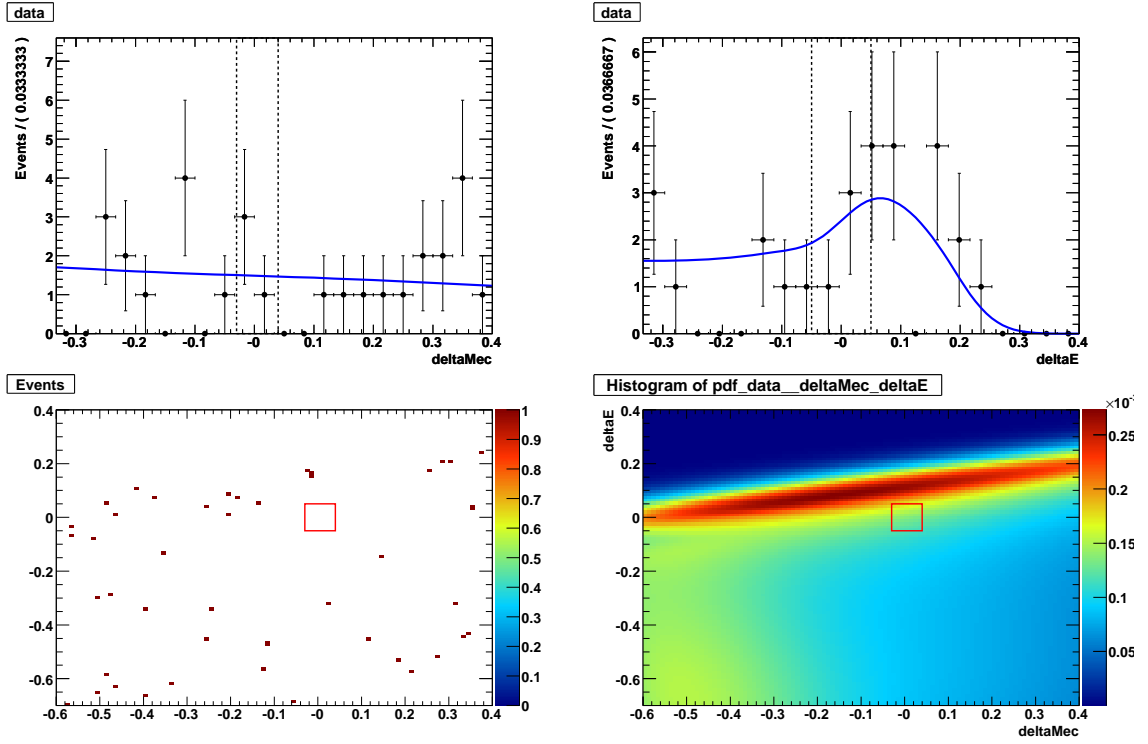


Figura 4.25: Distribuzione del fondo per il canale $e^+\mu^-\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b) distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$.

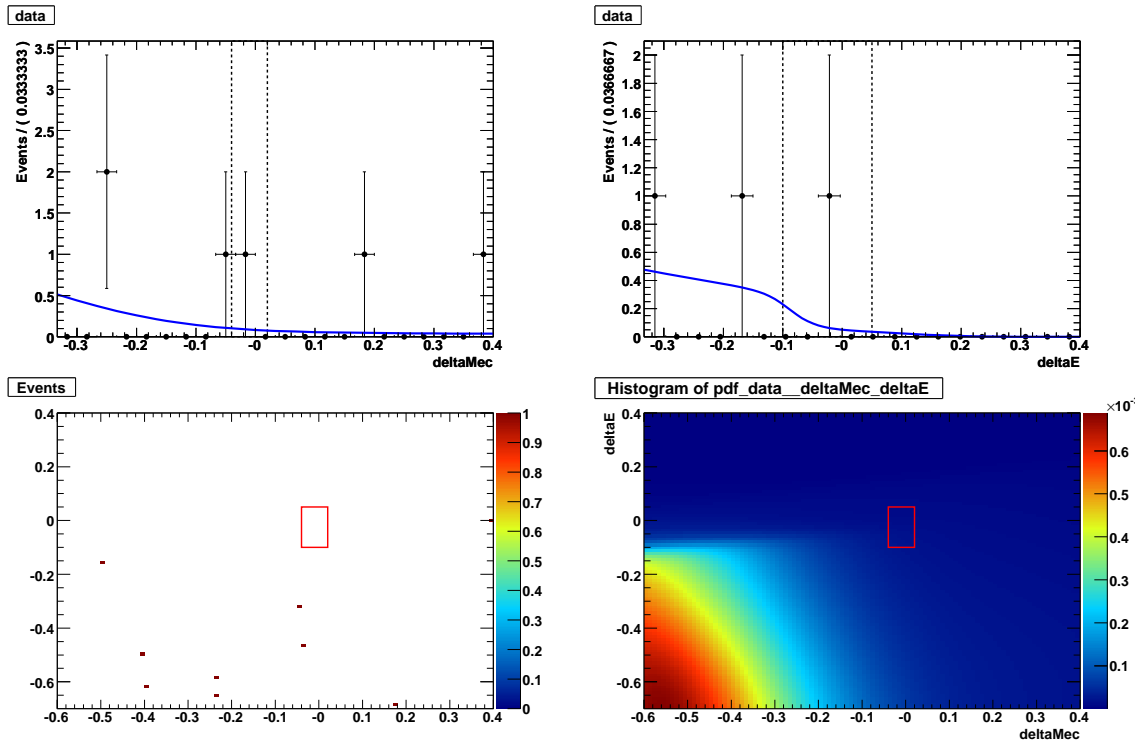


Figura 4.26: Distribuzione del fondo per il canale $e^-\mu^+\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{cc} , b) distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{cc}$.

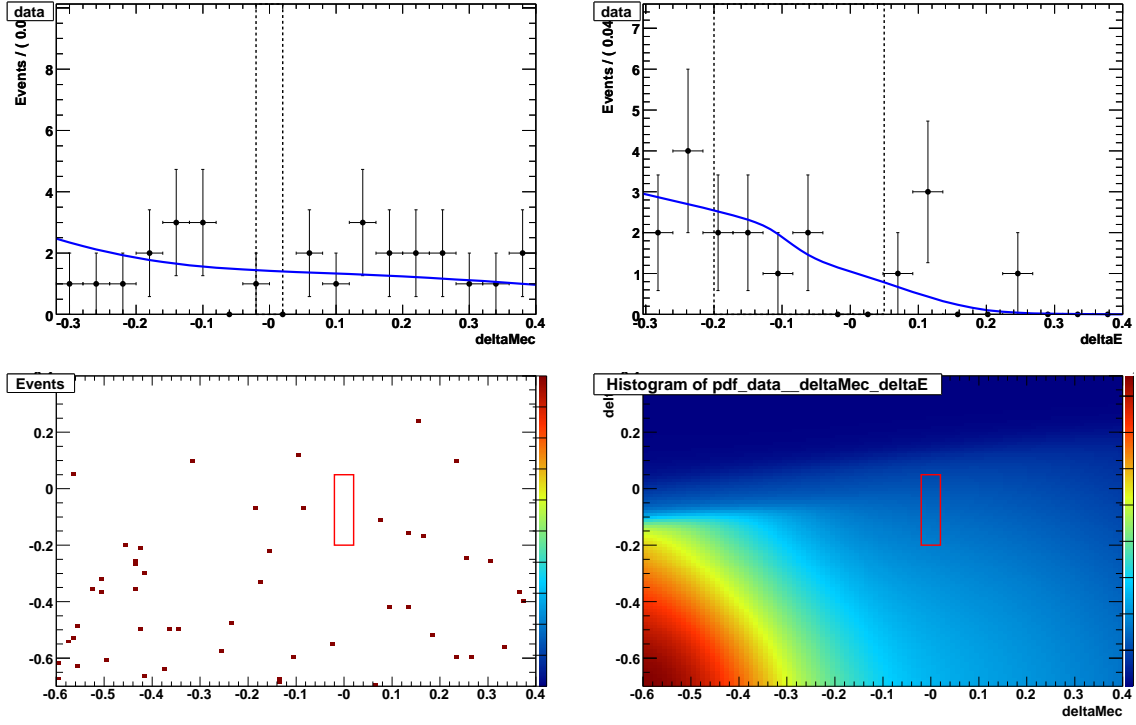


Figura 4.27: Distribuzione del fondo per il canale $\mu^+\mu^-\mu^+$, da sinistra in alto in senso orario: a) distribuzione in ΔM_{ec} , b) distribuzione in ΔE c) eventi residui, d) distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$.

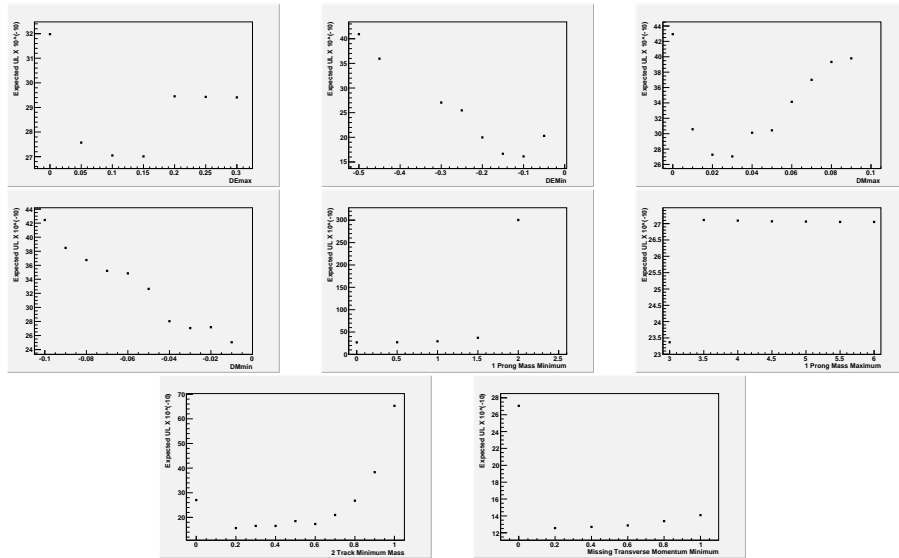


Figura 4.28: UL atteso in funzione di vari valori delle variabili di selezione per il canale $e^+e^-e^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).

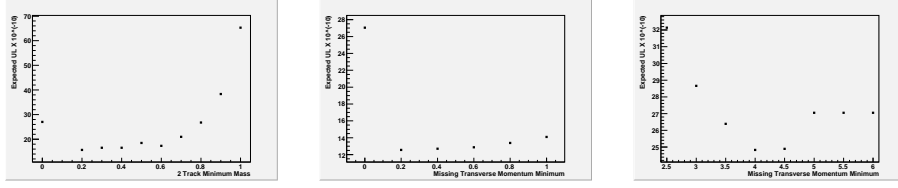


Figura 4.29: UL atteso in funzione di vari valori delle varibili di selezione per il canale $e^+e^-\mu^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Da sinistra verso destra rispettivamente: $M_{2trk,min}$, $\Delta p_{T,min}$, $p_{1,CMS,Max}$ (valori in GeV con $c=1$). Sono stati rappresentati solo i tagli sulle variabili che a questo punto della selezione offrono un $UL < 10^{-8}$.

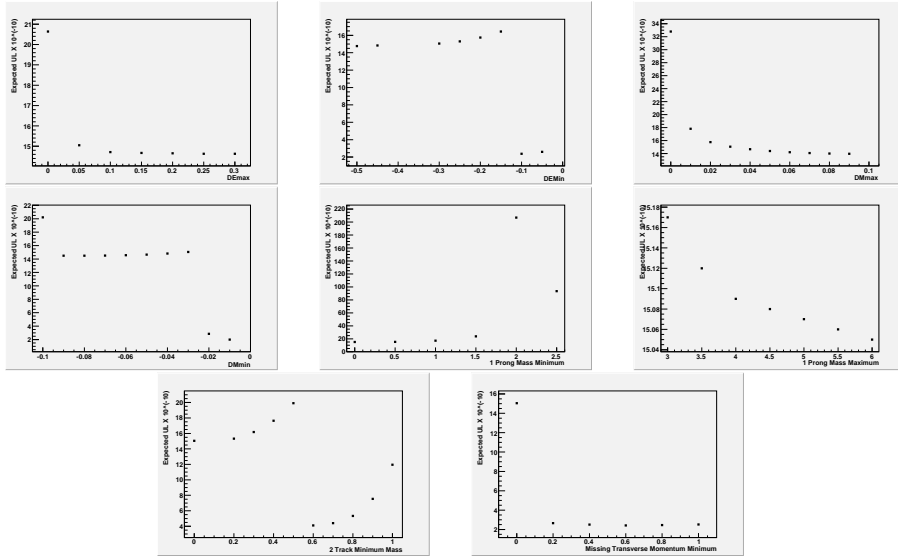


Figura 4.30: UL atteso in funzione di vari valori delle varibili di selezione per il canale $e^+e^+\mu^-$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).

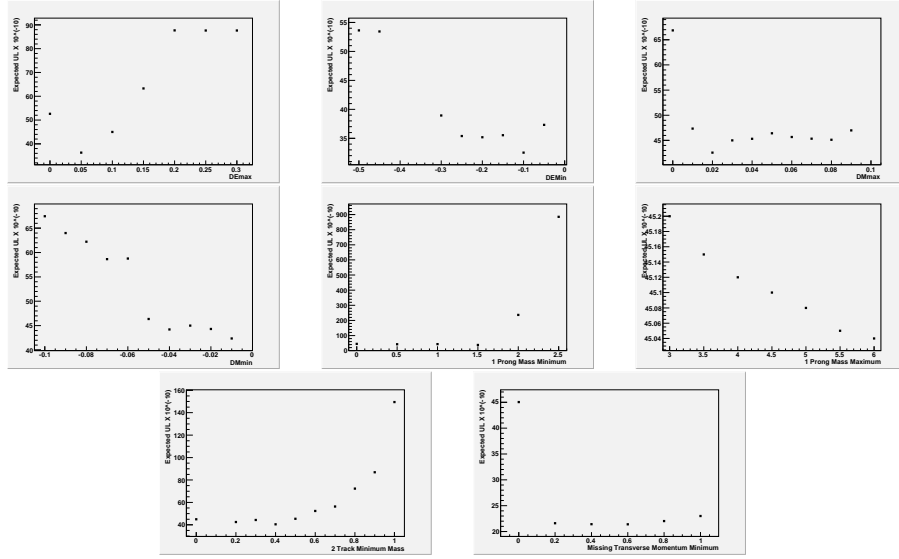


Figura 4.31: UL atteso in funzione di vari valori delle varibili di selezione per il canale $e^+\mu^+\mu^-$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).

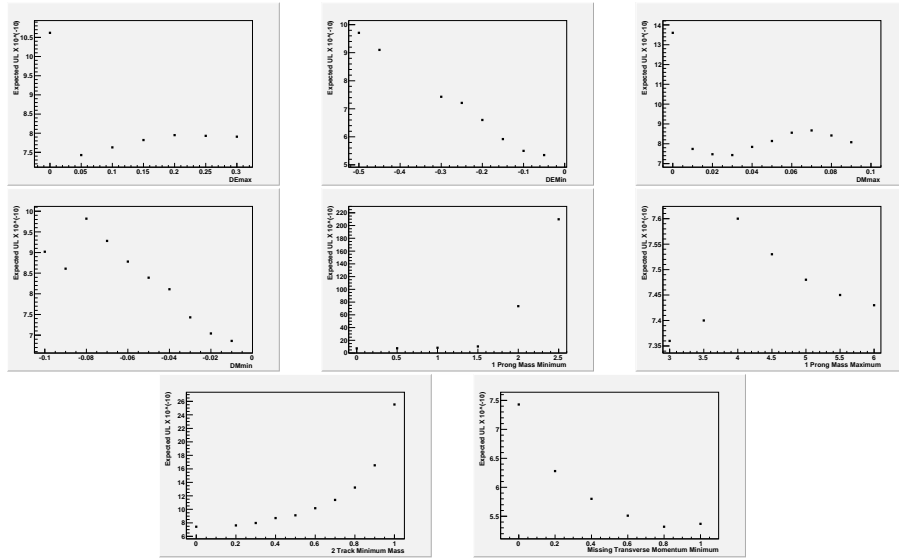


Figura 4.32: UL atteso in funzione di vari valori delle varibili di selezione per il canale $e^-\mu^+\mu^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).

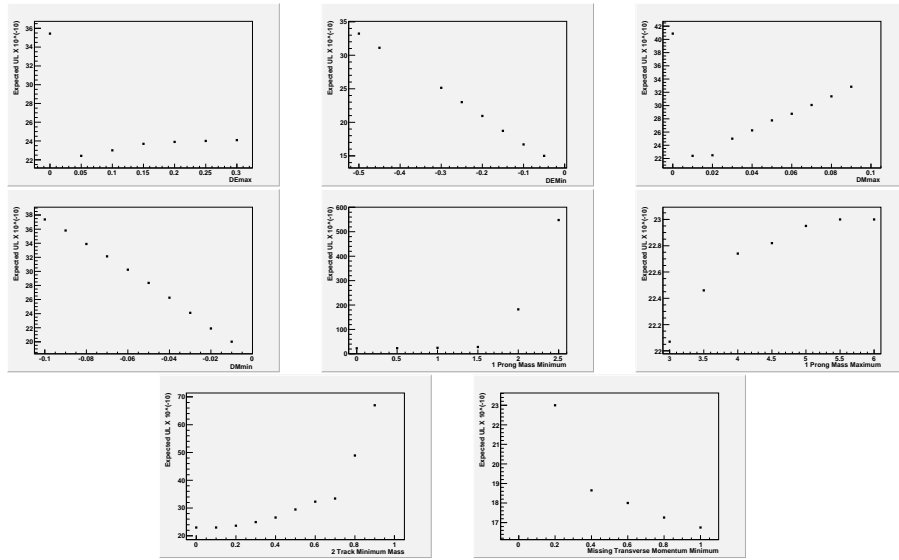


Figura 4.33: UL atteso in funzione di vari valori delle varibili di selezione per il canale $\mu^+\mu^-\mu^+$. I plot sono relativi al primo ciclo di ottimizzazione. Dall'alto in basso e da sinistra verso destra rispettivamente: ΔE_{min} , ΔE_{max} , $\Delta M_{ec,min}$, $\Delta E_{ec,max}$, $M_{1prg,min}$, $M_{1prg,max}$, $M_{2trk,min}$ e $\Delta p_{T,min}$ (valori in GeV con $c=1$).

4.10 Valutazione degli errori

Poichè il rivelatore di SuperB non esiste ancora e molte scelte costruttive non sono ancora ben definite è difficile dare una misura verosimile dell'errore sistematico che affligge la misura. Pur con queste limitazioni verranno date delle stime per le sorgenti di errore più rilevanti usando dove non diversamente possibile le specifiche di *BABAR*. Come già più volte detto, ciò costituisce una buona stima conservativa dei valori reali dato che il detector di SuperB è strettamente basato su quello di *BABAR* e presumibilmente conterà su diverse migliorie.

Riprendendo la formula 4.12 per il BR, qua nuovamente riportata per comodità,

$$\Gamma_{\tau \rightarrow X}(\tau \rightarrow X) = \frac{N_{Obs} - N_{BKG}}{2\sigma_{\tau\tau}\epsilon_X\mathcal{L}} \quad (4.48)$$

è facile vedere che le principali fonti di errori sistematici possono essere divise in tre classi:

- Errori sul calcolo dell'accettanza ϵ_X ;
- Errori nella valutazione dei fondi N_{BKG} ;
- Errori sul numero di coppie $\tau^+\tau^-$ prodotte, (σ e \mathcal{L}).

Nelle successive sezione verranno illustrati i vari contributi all'errore totale.

4.10.1 Errore sull'accettanza

Gli errori sull'accettanza sono dovuti sostanzialmente ai relativi errori nella generazione degli eventi MC sia per quanto riguarda la statistica sia per quanto riguarda il modello di generazione dell'evento.

Errore statistico

L'errore statistico dovuto alla dimensione finita del sample può essere espresso nella forma:

$$\sigma_{MC} = \sqrt{\frac{\epsilon_X(1 - \epsilon_X)}{N_{MC}}} \quad (4.49)$$

dove ϵ_X è l'accettanza per il canale di LFV considerato e N_{MC} è il numero di eventi MC disponibili. L'errore corrispondente varia per i vari canali fra un minimo dello 0.4% per il canale $e^+e^+\mu^-$ ad un massimo dello 0.8% per il canale $e^+\mu^-\mu^+$ in maniera dipendente dall'efficienza.

Errore sulle frazioni di decadimento

TAUOLA genera i decadimenti τ -generici in accordo a quanto riportato in [28]; sommando in quadratura gli errori sui singoli BR e pesandoli con il valore della relativa frazione di decadimento si ottiene un errore relativo totale sull'accettanza dello 0.7% indipendente dal canale considerato.

Identificazione delle tracce

Per tener conto di eventuali errori introdotti dal processo di pesatura degli eventi MC per le tracce nell'emisfero di segnale è stata studiata la distribuzione delle incertezze sui pesi stessi. L'errore di pesatura totale sull'evento è stato costruito come somma in quadratura degli errori sui pesi delle singole tracce come dati dalle tabelle di PID. La distribuzione risultante è mostrata in figura ed ha un andamento significativamente asimmetrico con una lunga coda ad elevati valori dell'errore.

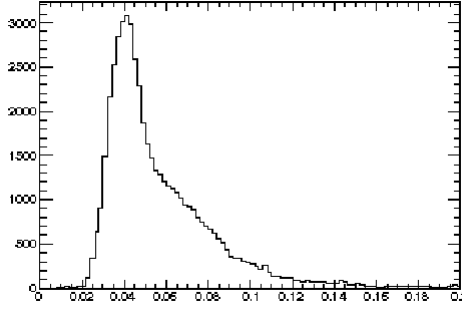


Figura 4.34: Distribuzione degli errori sul peso degli eventi per il canale $e^+\mu^-\mu^+$.

Per stimare il valor medio dell'incertezza è stato considerato l'intervallo compreso fra l'origine ed il punto ξ tale che

$$\int_0^\xi f(\delta w)d(\delta w) = 0.68 \quad (4.50)$$

corrispondente ad intervallo con probabilità σ di contenere un evento scelto casualmente. L'errore relativo così ottenuto varia da 1.8% per $e^+e^-e^+$ a 7.8% per $\mu^+\mu^-\mu^+$ a seconda dei canali considerati.

Per quanto riguarda eventuali discrepanze fra le efficienze di PID del MC e dei dati dovute al veto sulle particelle nell'emisfero di tagging, che si ricorda, non sono state pesate, si può introdurre l'incertezza nella forma

$$\sigma_{PID,Tagging} = 1 - \frac{\epsilon_{MC}}{\epsilon_{Data}} \quad (4.51)$$

dove ϵ_{MC} ed ϵ_{Data} rappresentano rispettivamente l'efficienza di PID per il MC e per i dati per una particella di determinati impulso ed energia. La larghezza della distribuzione così ottenuta fornisce un contributo dello 0.9% sull'accettanza per il veto elettronico e del 3.2% per quello muonico.

Efficienza di rivelazione

Una possibile sorgente di errore sistematico è rappresentata da eventuali differenze nell'efficienza del sistema di tracciatura nei dati e nel MC a causa di una cattiva modellizzazione non ideale del rivelatore. Analogamente a quanto fatto nel caso del PID la discrepanza fra dati e MC può essere scritta nella forma

$$\sigma_{TRK} = 1 - \frac{\epsilon_{TRK,MC}}{\epsilon_{TRK,Data}} \quad (4.52)$$

ed una misura del relativo errore può essere ottenuta considerando un intervallo di una σ rispetto al centro della distribuzione. Nel caso in esame $|1 - \sigma_{TRK}|$ varia fra l'1.2% per particelle con un impulso $p < 180\text{MeV}/c$ e lo 0.14% per particelle con impulso superiore.

Tabella 4.12: Principali fonti di errore sistematico (in %) sulla misura dell'efficienza.

	$e^-e^+e^-$	$\mu^-e^+e^-$	$\mu^+e^-e^-$	$e^-\mu^+\mu^-$	$e^+\mu^-\mu^-$	$\mu^-\mu^+\mu^-$
	Errori sull'efficienza					
Statistica MC	0.63	0.44	0.55	0.83	0.59	0.48
BR $\tau \rightarrow X$ MC	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
PID segnale	1.8	4.3	4.2	5.7	6.1	7.8
PID tagging	0.9	3.2	3.2	0.9	0.9	3.2
Eff. rivelazione	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
Totale	2.3	5.4	5.5	5.9	6.3	8.5

4.10.2 Errori sul calcolo del fondo atteso

Gli errori sul rate di fondo atteso sono dovuti, sostanzialmente, alle procedure di fitting adottate per il calcolo del rate stesso. Si possono quindi distinguere sommariamente gli errori dovuti al fit delle funzioni di distribuzione ai dati MC per i tutti i singoli tipi di fondo considerati e gli errori dovuti alla normalizzazione delle stesse funzioni al fondo osservato nella regione GS.

Distribuzione dei fondi

Per quanto riguarda la determinazione degli errori dovuti alla parametrizzazione delle funzioni di distribuzione del fondo si è proceduto in due modi diversi, a seconda che fosse nota o meno la corrispondente matrice degli errori ottenuta dal fit. Per i canali in cui è stato possibile ottenere la matrice degli errori completa per ogni tipo di fondo, l'errore è stato valutato facendo variare i valori dei parametri in accordo alla matrice degli errori e rinormalizzando successivamente le distribuzioni così ottenute ai dati nella GS. Una volta ottenute le nuove distribuzioni le stesse sono state integrate sulla regione di segnale ed è stato ottenuto il corrispondente valore di N_{BKG} . Il risultato, in termini di N_{BKG} , è dato da una distribuzione gaussiana che fornisce il corrispondente errore su N_{BKG} ad una σ . Per i canali $e^+\mu^+\mu^-$ ed $e^-\mu^+\mu^+$, in cui la matrice degli errori non è disponibile per tutti i tipi di fondo, la distribuzione degli stessi è stata parametrizzata tramite funzioni lineari e successivamente normalizzata al fondo misurato con i soliti metodi. La differenza fra i valori di N_{BKG} ottenuti nei due casi è stata poi usata come stima conservativa dell'errore.

Normalizzazione dei fondi

Nella fase di normalizzazione delle varie componenti del fondo ai dati osservati sperimentalmente compaiono due sorgenti di errore sistematico su N_{BKG} . La prima

sorgente di errore, meno rilevante, è rappresentata dalla fluttuazione del numero di eventi nella GS e scala come l'inverso della radice del numero di eventi osservati. La seconda, e principale, sorgente di errore è rappresentata dalla precisione del fit delle distribuzioni MC ai dati. Tale errore può essere ottenuto facendo variare le normalizzazioni delle singole distribuzioni nella somma totale e misurando poi la larghezza della distribuzione risultante in N_{BGK} ottenuta con i soliti metodi. Così facendo si ottiene che l'errore cresce, come è ragionevole che sia, per canali con pochi eventi nella GS variando da un minimo del 7% ad un massimo del 43% (relativo).

Altri fondi

Una possibile fonte di errore sistematico può essere data da alcuni canali di decadimento del τ non assimilabili ai tipi di fondo già considerati in precedenza e simulati dal MC. Nello specifico un processo concorrente potrebbe essere rappresentato da $\tau \rightarrow lll\nu_l\nu_\tau$; le combinazioni possibili considerando un τ^+ sono:

- $\tau^+ \rightarrow e^+e^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$
- $\tau^+ \rightarrow e^+\mu^-\mu^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$
- $\tau^+ \rightarrow \mu^+e^-e^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$
- $\tau^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$.

dove, all'ordine più basso, la coppia l^+l^- che compare nella 4.10.2 è generata da un fotone virtuale. Il BR per i processi 4.10.2 varia fra $10^{-5} - 10^{-7}$ [28] e quindi, alle sensibilità raggiunte, potrebbe di fatto costituire una sorgente di fondo per i canali cercati. Tuttavia, la distribuzione nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ per i processi 4.10.2 è concentrata a bassi valori di ΔE e ΔM_{ec} in modo simile ai fondi $\tau^+\tau^-$ e pertanto può essere inclusa senza ulteriori problemi nel fit di normalizzazione ai dati. Inoltre le coppie di l^+l^- considerate hanno una distribuzione piccata a piccoli valori della massa invariante e pertanto vengono efficacemente eliminati nella fasi di preselezione e di selezione del segnale. Per quanto detto, ai fini della presente analisi, il contributo dei suddetti fondi può essere trascurato.

Tabella 4.13: Principali fonti di errore sistematico (in %) sulla misura del fondo atteso.

	$e^-e^+e^-$	$\mu^-e^+e^-$	$\mu^+e^-e^-$	$e^-\mu^+\mu^-$	$e^+\mu^-\mu^-$	$\mu^-\mu^+\mu^-$
	Errori sul fondo atteso					
Fluttuazioni nella GS	16.9	13.2	18.5	14.7	33.3	14.1
Fit al MC	10.2	26.4	16.7	12.6	42.8	31.3
Fit ai dati	7.6	6.4	24.9	16.3	43.2	14.8
Totale	21.1	30.2	35.2	25.3	69.3	38.6

4.10.3 Errori di produzione

L'errore sul numero di coppie di τ prodotti influisce direttamente sulla misura del BR, come evidente dalla 4.48. Il suo valore può essere facilmente calcolato combinando gli errori della sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ e della luminosità.

Nel caso di *BABAR* l'incertezza relativa sulla luminosità è dello 0.8% mentre per la sezione d'urto si assume il valore di 0.919 ± 0.003 nb, come riportato da [28]. Combinando in quadratura in due contributi si ottiene per il numero di τ prodotti un errore relativo dello 0.8%, identico per tutti i canali.

4.10.4 Errore totale

I valori dei vari contributi illustrati nelle sezioni precedenti sono riassunti in tabella 4.14.

Tabella 4.14: Principali contributi all'errore sistematico in (%) sulla misura del BR.

	$e^-e^+e^-$	$\mu^-e^+e^-$	$\mu^+e^-e^-$	$e^-\mu^+\mu^-$	$e^+\mu^-\mu^-$	$\mu^-\mu^+\mu^-$
	Errori sull'efficienza					
Statistica MC	0.63	0.44	0.55	0.83	0.59	0.48
BR $\tau \rightarrow X$ MC	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
PID segnale	1.8	4.3	4.2	5.7	6.1	7.8
PID tagging	0.9	3.2	3.2	0.9	0.9	3.2
Eff. rivelazione	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
Totale	2.3	5.4	5.5	5.9	6.3	8.5
	Errori sul fondo atteso					
Fluttuazioni nella GS	16.9	13.2	18.5	14.7	33.3	14.1
Fit al MC	10.2	26.4	16.7	12.6	42.8	31.3
Fit ai dati	7.6	6.4	24.9	16.3	43.2	14.8
Totale	21.1	30.2	35.2	25.3	69.3	38.6
	Errori sulla produzione di $\tau^+\tau^-$					
$\mathcal{L} \cdot \sigma_{\tau\tau}$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8

Capitolo 5

Risultati

Utilizzando le tecniche descritte nei due capitoli precedenti è stato possibile ottenere la distribuzione dei fondi e del segnale in un ipotetico esperimento di conteggio con un campione di dati totale di 75 ab^{-1} . Ipotizzando poi di non osservare nessun evento di segnale, come richiesto dal Modello Standard, si è costruita la regione di segnale nel piano $\Delta E - \Delta M_{ec}$ richiedendo di minimizza il valore dell'UL corrispondente per il processo $\tau \longrightarrow lll$.

I risultati finali ottenuti sono riportati in tabella 5.3 rispettivamente per il numero di eventi di fondo attesi, l'accettanza e l'UL al 90% di confidenza.

Tabella 5.1: Valori finali ottenuti dalla presente analisi per la regione di segnale.

Canale	ΔE_{Min}	ΔE_{Max}	$\Delta M_{ec,Min}$	$\Delta M_{ec,Max}$
$e^-e^+e^-$	-0.10	0.10	-0.02	0.02
$\mu^-e^+e^-$	-0.20	0.10	-0.03	0.03
$\mu^+e^-e^-$	-0.15	0.10	-0.02	0.02
$e^-\mu^+\mu^-$	-0.05	0.05	-0.03	0.04
$e^+\mu^-\mu^-$	-0.10	0.05	-0.04	0.02
$\mu^-\mu^+\mu^-$	-0.05	0.05	-0.01	0.02

Tabella 5.2: Numero di eventi di fondo attesi nella regione di segnale dopo la procedura di ottimizzazione.

	$e^+e^-e^+$	$e^+e^-\mu^+$	$e^+e^+\mu^-$	$\mu^+\mu^-e^+$	$\mu^+\mu^+e^-$	$\mu^+\mu^-\mu^+$
	SB	SB	SB	SB	SB	SB
uds	0.93	0.13	0.27	1.79	1.20	2.53
QED	0	0	0	0	0	0
$\tau\tau$	0	0.01	0.07	0.01	0.02	0.01
TOTAL	0.93	0.14	0.34	1.80	1.22	2.54

L'analisi ha dimostrato che, anche nel caso di fondi maggiori di un fattore ~ 150 rispetto a quelli di *BABAR*, è possibile definire opportunamente la regione di segnale in modo da avere una riduzione modesta dell'efficienza ed un'ottima reiezione dei

Tabella 5.3: Valori finali ottenuti dalla presente analisi rispettivamente per l'efficienza, il numero di eventi fondo attesi nella regione ed il corrispondente UL nell'ipotesi che non venga osservato alcun evento di segnale.

Canale	Efficienza (%)	N_{BKG}	UL
$e^-e^+e^-$	3.6 ± 0.4	0.93 ± 0.31	6.6×10^{-10}
$\mu^-e^+e^-$	2.7 ± 0.3	0.14 ± 0.05	8.0×10^{-10}
$\mu^+e^-e^-$	9.1 ± 0.9	0.35 ± 0.12	2.3×10^{-10}
$e^-\mu^+\mu^-$	3.4 ± 0.4	1.8 ± 0.6	8.2×10^{-10}
$e^+\mu^-\mu^-$	6.3 ± 0.6	1.2 ± 0.4	3.9×10^{-10}
$\mu^-\mu^+\mu^-$	3.8 ± 0.4	2.5 ± 0.8	8.1×10^{-10}

fondi. Nella figura 5.2 i risultati ottenuti nella presente analisi assieme ai valori ottenuti da *BABAR* e Belle, così come riportati nella tabella 5.4, sono confrontati con gli andamenti attesi per una misura dominata dal fondo, proporzionale a $\mathcal{L}^{-1/2}$, e ad una misura senza incremento del fondo, proporzionale a \mathcal{L}^{-1} . Come si può facilmente vedere il risultato ottenuto è intermedio fra i due andamenti limite senza denotare un andamento ben definito.

Il limite principale dell'analisi sviluppata, oltre all'utilizzo di una simulazione dell'apparato di *BABAR* per la ricostruzione degli eventi, è dato dalla limitata statistica Monte Carlo disponibile per lo studio. Ciò appare, allo stato attuale, come un limite intrinseco per qualsiasi analisi che voglia studiare decadimenti estremamente soppressi alle luminosità considerate per *SuperB*, in quanto un campione di dati MC dello stesso ordine di grandezza può difficilmente essere prodotto e trattato.

Ciononostante i risultati ottenuti possono quindi ragionevolmente essere interpretati come un limite superiore per quelli che sarà possibile ottenere a *SuperB*, in quanto nessuna delle migliorie che coinvolgeranno il detector è stata considerata. In particolare, per quanto riguarda i canali $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$, sono attesi miglioramenti significativi nella tracciatura di tutte le particelle cariche, con l'utilizzo di una versione migliorata del SVT, nella risoluzione del calorimetro elettromagnetico, grazie all'impiego dei nuovi cristalli ed ad una maggiore copertura dell'angolo solido, e nell'identificazione dei μ , con l'aggiunta di ulteriori strati di ferro nell'IFR e l'utilizzo di rivelatori più efficienti.

Tabella 5.4: Confronto per i valori dell'UL ottenuti nella presenta analisi e gli ultimi risultati pubblicati da *BABAR* e Belle.

Canale	<i>BABAR</i>	Belle	SuperB
Dati	468 fb ⁻¹	782 fb ⁻¹	75000 fb ⁻¹
$\tau^- \rightarrow e^-e^+e^-$	2.9×10^{-8}	2.7×10^{-8}	6.6×10^{-10}
$\tau^- \rightarrow \mu^-e^+e^-$	2.2×10^{-8}	1.8×10^{-8}	8.0×10^{-10}
$\tau^- \rightarrow \mu^+e^-e^-$	1.8×10^{-8}	1.5×10^{-8}	2.3×10^{-10}
$\tau^- \rightarrow e^-\mu^+\mu^-$	3.2×10^{-8}	2.7×10^{-8}	8.2×10^{-10}
$\tau^- \rightarrow e^+\mu^-\mu^-$	2.6×10^{-8}	1.7×10^{-8}	3.9×10^{-10}
$\tau^- \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-$	3.3×10^{-8}	2.1×10^{-8}	8.1×10^{-10}

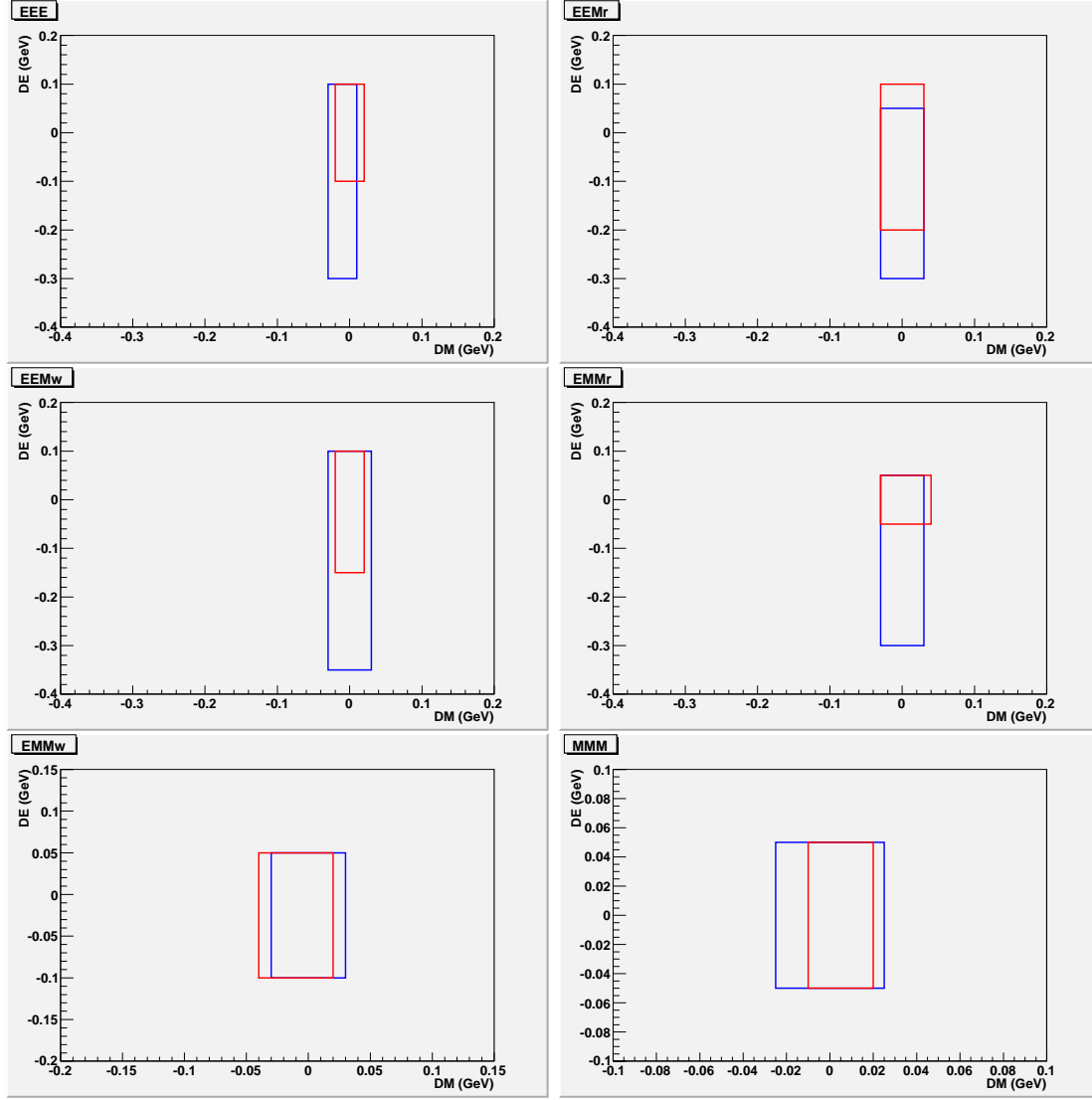


Figura 5.1: Comparazione fra la regione di segnale ottenuta nella presente analisi e quella ottenuta nell'ultima analisi di *BABAR* con 470 fb^{-1} di dati.

Il fatto che, senza particolari accorgimenti appaiano, facilmente raggiungibili limiti dell'ordine di $\mathcal{O}(10^{-10})$ rende il canale $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$ uno dei più promettenti per la ricerca di LFV alle B-factories essendo migliore di quasi un ordine di grandezza rispetto al canale $\tau \rightarrow \mu \gamma$. Anche nel caso in cui nessun evento venga osservato la misura permetterebbe di restringere notevolmente il valore dei parametri di molti dei modelli di nuova fisica presentati nel Capitolo 1.

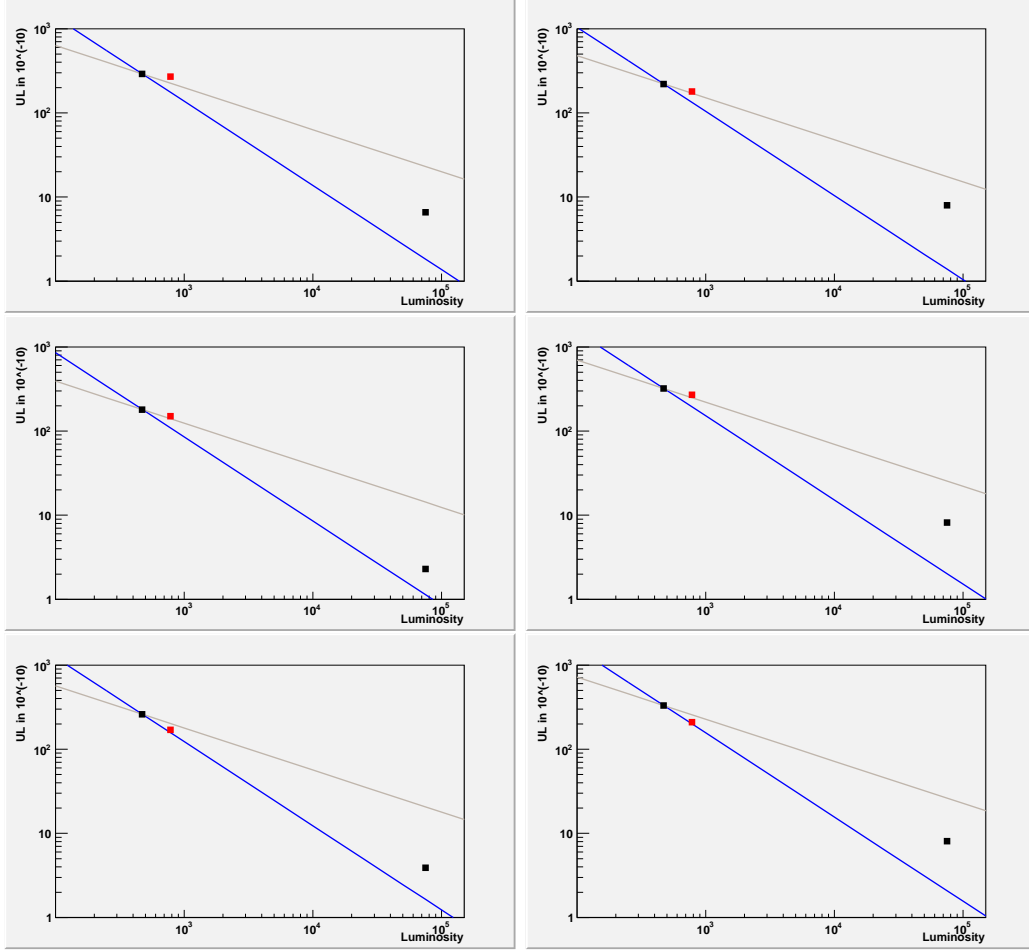


Figura 5.2: Confronto fra i valori degli UL (in unità di 10^{-10}) ottenuti nella presente analisi ed i risultati ottenuti da Belle (in rosso) e *BABAR* (in nero) in funzione della luminosità integrata (in fb^{-1}). Le rette sono estrapolazioni dei risultati ottenuti da *BABAR* e proporzionali rispettivamente a $\mathcal{L}^{-1/2}$ (nero) e a \mathcal{L}^{-1} (blu). I grafici sono rappresentati in scala bilogaritmica. Da sinistra verso destra e dall'alto in basso rispettivamente: $\tau \rightarrow e^-e^+e^-$, $\tau \rightarrow \mu^-e^+e^-$, $\tau \rightarrow \mu^+e^-e^-$, $\tau \rightarrow e^-\mu^+\mu^-$, $\tau \rightarrow \mu^+e^-e^-$ e $\tau \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-$.

Bibliografia

- [1] B. Aubert *et al.*, *Improved limits on the lepton-flavor violating decays $\tau \rightarrow lll$* , Phys.Rev.Lett. **99**, 251803, 2007.
- [2] Homestake Collaboration, B. T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496**, 505 (1998); K2K Collaboration, M. H. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003); KamLAND Collaboration, K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003); SNO Collaboration, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002); Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [3] A. Masiero, S.K. Vempati, O. Vives, New Journal of Physics **6**, 202 (2004).
- [4] *Physics of Neutrino Flavors as a Window to New Physics at the Electroweak Scale*, 2007. Talk given at Neutrino Telescopes Conference, Venice, 6-9 Sep 2007.
- [5] A.M. Teixeira, S. Antusch, E. Arganda, M.J. Herrero, *Sensitivity to SUSY Seesaw Parameters and Lepton Flavour Violation*, arXiv:0708.2617v1.
- [6] MEGA/LAMPF Collaboration, M. L. Brooks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1521 (1999).
- [7] SINDRUM Collaboration, U. Bellgardt *et al.*, Nucl. Phys. B **299**, 1 (1988).
- [8] A. Baldini, *Status of the MEG experiment*, Nucl. Phys. B-Proceedings Supplements, **168**, *Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop* 334 (2007).
- [9] M. Bona *et al.*, *SuperB: A High-Luminosity Asymmetric e^+e^- Super Flavor Factory. Conceptual Design Report*, hep-ex/0709.0451 (2007).
- [10] Belle Collaboration, Y. Miyazaki *et al.*, Phys. Lett. B **660** 154-2008 (2008); Belle Collaboration, Y. Yusa *et al.*, Phys. Lett. B **589**, 103 (2004).
- [11] A. G. Akeroyd *et al.*, *Physics at Super B Factory*, hep-ex/0406071 (2004)
- [12] A. Cervelli, *Search for Lepton Flavor Violation Decay $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$ at BABAR*, PhDThesis, 2009.
- [13] M. Raidal *et al.*, *Flavour physics of leptons and dipole moments*, 2008, arXiv:0801.1826 [hep-ph].
- [14] T. P. Cheng and L. F. Li, Phys. Rev., **D16**, 1425, 1977.

- [15] B. W. Lee and R. E. Shrock, Phys. Rev. **D16**, 1444, 1977.
- [16] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, and A. E. Nelson, *The littlest Higgs*, JHEP, **07**:034, 2002, hep-ph/0206021.
- [17] R. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. Lett. **44**, 912 (1980).
- [18] T. Endoh, T. Morozumi, T. Onogi, and A. Purwanto, Phys. Rev. D **64**, 076005 (2001).
- [19] G. Cvetič, C. Dib, C. S. Kim, and J. D. Kim, Phys. Rev. D **66**, 034008 (2002).
- [20] G. C. Branco, M. N. Rebelo, and J. W. F. Valle, Phys. Lett. B **225**, 385 (1989); M. C. Gonzales-Garcia and J. W. Valle, Phys. Lett. B **216**, 360 (1989).
- [21] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 2558 (1975).
- [22] A. G. Akeroyd, M. Aoki and Y. Okada, *Lepton Flavour Violating τ Decays in the Left-Right Symmetric Model*, arXiv:0610344v3 [hep-ph], 2007.
- [23] M. Blanke, A. J. Buras, B. Duling, A. Poschenrieder and C. Tarantino, *Charged Lepton Flavour Violation and $(g-2)_\mu$ in the Littlest Higgs Model with T-Parity: a clear Distinction from Supersymmetry*, arXiv:0702136v2 [hep-ph], 2007.
- [24] K. S. Babu and Christopher Kolda, *Higgs-mediated $\tau \rightarrow 3\mu$ in the supersymmetric seesaw model.*, Phys. Rev. Lett., **89**:241802, 2002, hep-ph/0206310.
- [25] Athanasios Dedes, John R. Ellis, and Martti Raidal, *Higgs mediated $B_{s,d}^0 \rightarrow \mu\tau, e\tau$, and $\tau \rightarrow 3\mu, e\mu\mu$ decays in supersymmetric seesaw models*, Phys. Lett. **B549**:159–169, 2002, hep-ph/0209207.
- [26] John R. Ellis and Martti Raidal, *Leptogenesis and the violation of lepton number and CP at low energies*, Nucl. Phys. **B643**:229–246, 2002, hep-ph/0206174.
- [27] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle, Phys. Rev. **D68**:113010, 2003, hep-ph/0309130.
- [28] S. Eidelman et al. *Review of particle physics*, Phys. Lett. **B592**:1, 2004.
- [29] B. Aubert et al. Phys. Rev. Lett. **95**:041802, 2005, hep-ex/0502032.
- [30] Andrea Brignole and Anna Rossi, *Anatomy and phenomenology of mu tau lepton flavour violation in the MSSM*, Nucl. Phys. **B701**:3–53, 2004, hep-ph/0404211.
- [31] Paride Paradisi, *Higgs-mediated $\tau \rightarrow \mu$ and $\tau \rightarrow e$ transitions in II Higgs doublet model and supersymmetry*, JHEP, **02**:050, 2006, hep-ph/0508054.
- [32] S. T. Petcov, S. Profumo, Y. Takanishi, C. E. Yaguna *Charged Lepton Flavor Violating Decays: Leading Logarithmic Approximation versus Full RG Results*, Nucl. Phys. **B676**:453–480, 2004 arXiv:hep-ph/0306195.

- [33] A. Brignole, A. Rossi, *Lepton Flavor Violating Decays of Supersymmetric Higgs Boson*, Phys. Lett. **B566**:217-225, 2003, arXiv:hep-ph/0304081.
- [34] E. Ma, *Theoretical Expectations for Rare and Forbidden Tau Decays*, arXiv:hep-ph/0209170.
- [35] J. Ellis, M. E. Gomez, G. K. Leontaris, S. Lola, D. V. Nanopoulos, *Charged-Lepton-Flavor Violation in the Light of the Super-Kamiokande Data*, Eur. Phys. J. **C14**, (2000), 319-334, arXiv:hep-ph/9911459.
- [36] T. F. Feng, T. Huang, X. Q. Li, X. M. Zhang, S. M. Zhao, *Lepton Dipole Moments and Rare Decays in the CP-violating MSSM with Nonuniversal Soft-Supersymmetry Breking*, Phys. Rev. **D68** 016004, 2003 arXiv:hep-ph/0305290.
- [37] C. Yue, Y. Zhang, Lanjun. Liu, *Non-universal gauge bosons Z' and lepton flavor-violation tau decays*, Phys. Lett. **B547**, 252-256, 2002, arXiv:hep-ph/0209291.
- [38] K. Hayasaka *et al*, *New search for $\tau \rightarrow \mu\gamma$ and $\tau \rightarrow e\gamma$ decays at Belle*, Phys. Lett. **B666**:16–22, 2008, 0705.0650.
- [39] B. Aubert *et al*, *Search for lepton flavor violation in the decay $\tau^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$* Phys. Rev. Lett. **96**:041801, 2006, hep-ex/0508012.
- [40] B. Aubert *et al.*, *Searches for Lepton Flavor Violation in the Decays $\tau \rightarrow e\gamma$ and $\tau \rightarrow \mu\gamma$* , arXiv:0908.2381.
- [41] Y. Miyazaki, *Search for Lepton Flavor Violating τ Decays in Belle experiments*, Talk given at EPS conference 16-22 July 2009, Krakow.
- [42] A. Cervelli, *τ LFV Searches Results at BaBar*, Talk given at CIPANP conference 2009, San Diego.
- [43] B. Aubert *et al.*, *Improved limits on lepton flavor violating tau decays to $l\phi$, $l\rho$, lK^* and $l\text{anti-}K^*$* , Phys.Rev.Lett.**103** 021-801, 2009.
- [44] Y. Nishio *et al.*, *Search for lepton-flavor-violating $\tau \rightarrow lV0$ decays at Belle*, Phys.Lett.**B664** 35-40, 2008.
- [45] B. Aubert *et al*, *Improved Limits on the Lepton-Flavor Violating Decays $\tau \rightarrow \ell\ell\ell$* , Phys. Rev. Lett. **99**:251803,2007, arXiv:0708.3650v1 [hep-ex].
- [46] Y. Miyazaki *et al.*, *Search for lepton flavor violating τ^- decays into $\ell^-\eta$, $\ell^-\eta'$, $\ell^-\pi^0$* , Phys. Lett. **B648**:341–350, 2007, hep-ex/0703009.
- [47] B. Aubert *et al.*, *Search for lepton flavor violating decays $\tau^\pm \rightarrow \ell^\pm\pi^0, \ell^\pm\eta\ell^-\eta'$* Phys. Rev. Lett. **98**:061803, 2007, hep-ex/0610067.
- [48] B. Aubert *et al.*, *Search for Lepton Flavour Violating Decays $\tau \rightarrow \ell K_S^0$ with the BaBar Experiment*, Phys. Rev. **D79**:012004,2009, arXiv:0812.3804v1 [hep-ex].

- [49] Y. Miyazaki *et al.*, *Search for lepton flavor violating τ decays with a K_S meson*, Phys. Lett. **B639**:159–164, 2006, hep-ex/0605025.
- [50] Y. Nishio *et al.*, *Search for lepton-flavor-violating $\tau \rightarrow \ell V^0$ decays at Belle*, Phys. Lett. **B664**:35–40, 2008, 0801.2475.
- [51] B. Aubert *et al.*, *The BABAR detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A479**:1–116, 2002, hep-ex/0105044.
- [52] *PEP-II: An Asymmetric B Factory. Conceptual Design Report*, June 1993. SLAC-418, LBL-PUB-5379.
- [53] Swagato Banerjee, Bolek Pietrzyk, J. Michael Roney, and Zbigniew Was. *τ and μ pair production cross-sections in electron-positron annihilations at $\sqrt{s} = 10.58$ GeV*, Phys. Rev. **D77**:054012, 2008, 0706.3235.
- [54] *Results and plans of the PEP-II B Factory*, 2004. Presented at 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004), Lucerne, Switzerland, 5-9 Jul 2004.
- [55] C. Bozzi *et al.*, *The BABARsilicon vertex tracker*, Nucl. Instrum. Meth. **A435**:25–33, 1999.
- [56] V. Re *et al.*, *Status and future plans of the BABARsilicon vertex tracker*, Nucl. Instrum. Meth. **A511**:1–5, 2003.
- [57] V. Re *et al.*, *Performance of the BABARsilicon vertex tracker*, Nucl. Instrum. Meth. **A501**:14–21, 2003.
- [58] G. Sciolla *et al.*, *The BABARdrift chamber*, Nucl. Instrum. Meth., **A419**:310–314, 1998.
- [59] Michael H. Kelsey, *Performance and aging of the BABARdrift chamber*, Nucl. Instrum. Meth. **A535**:206–211, 2004.
- [60] I. Adam *et al.*, *Dirc, the internally reflecting ring imaging Čerenkov detector for BABAR*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45**:657–664, 1998, hep-ex/9712001.
- [61] *Operation of the Čerenkov detector DIRC of BABAR at high luminosity*, 2000. Talk given at IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Lyon, France, 15-20 Oct 2000.
- [62] B. Lewandowski. *The BABARElectromagnetic calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth., **A494**:303–307, 2002.
- [63] F. Anulli *et al.*, *The muon and neutral hadron detector for BABAR*, Nucl. Instrum. Meth., **A409**:542–546, 1998.
- [64] G. Battistoni, E. Iarocci, M.M. Massai, G. Nicoletti, and L. Trasatti, *Operation Of Limited Streamer Tubes*, Nucl. Instr. Meth., **164**:57, 1979.

- [65] W. Menges, *The BABARmuon system upgrade*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., **5**:1470–1474, 2006, physics/0609039.
- [66] G.D. Alekseev, N.A. Kalinina, V.V. Karpukhin, D.M. Khazins and V.V. Kruglov, *Investigation of Selfquenching Streamer discharge in a wire chamber*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. C **177** (1980) 385.
- [67] S. Jadach, B.F.L. Ward, and Z. Was, *The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermion final states in e^+e^- collisions*, Comput. Phys. Commun., **130**:260–325, 2000, hep-ph/9912214.
- [68] B.F.L. Ward, S. Jadach, and Z. Was, *Precision calculation for $e^+e^- \rightarrow 2f$: The KK MC project*, Nucl. Phys. Proc. Suppl., **116**:73–77, 2003, hep-ph/0211132.
- [69] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and Johann H. Kuhn, *The τ decay library TAUOLA: Version 2.4*, Comput. Phys. Commun., **76**:361–380, 1993.
- [70] Elisabetta Barberio and Zbigniew Was, *PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0*, Comput. Phys. Commun., **79**:291–308, 1994.
- [71] P. Golonka *et al.*, *The tauola-photos-F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages, release II*, Comput. Phys. Commun., **174**:818–835, 2006, hep-ph/0312240.
- [72] D.J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth., **A462**:152–155, 2001.
- [73] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP, **05**:026, 2006, hep-ph/0603175.
- [74] S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4 : A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth., **A506**:250–303, 2003.
- [75] Pierre Billoir, *Track Fitting With Multiple Scattering: A New Method*, Nucl. Instrum. Meth., **A225**:352–366, 1984.
- [76] Geoffrey C. Fox and Stephen Wolfram, *Event Shapes in e^+e^- Annihilation*, Nucl. Phys., **B149**:413, 1979.
- [77] S. Brandt *et al.*, Phys. Lett. **12**, 57, 1964;
E. Fahri, Phys. Rev. Lett. **39**, 1587, 1977.
- [78] Sascha Turczyk, *Model-independent analysis of $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell^+ \ell^-$ decays*, arXiv:0812.3830v1 [hep-ph]. To be published in the Proceedings of the Tau08 Conference, Novosibirsk, Russia (September 2008)
- [79] C. Amsler *et al.*, Phys. Lett. **B667**, 1 (2008).
- [80] H. B. Prosper, Nucl. Instr. and Methods **A241**, 236 (1985).
- [81] O. Helene, Nucl. Instr. and Methods **228**, 120 (1984).

- [82] G. Zech, Nucl. Instr. and Methods **A227**, 608 (1989).
- [83] P. Raimondi, *Status of the SuperB Effort*, Presentation at the 2nd Workshop on Super B Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006.